

Série A, N° 2340
N° d'Ordre
3212.

T H E S E S
présentées
A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS
pour obtenir
Le Grade de Docteur ès-Sciences Physiques
par
Robert BOUCHEZ

-:-:-:-:-

- 1ère Thèse.- Contribution à l'étude de la désintégration B :
Capture d'électrons et émission de positons.
2ème Thèse.- Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 19 Juin 1950 devant la Commission d'examen.

Mme Joliot-Curie	Président
MM. E. Bauer	Examineurs
F. Perrin	

-:-:-:-:-

Série A, N° 2340
N° d'Ordre
3212.

T H E S E S
présentées
A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS
pour obtenir
Le Grade de Docteur ès-Sciences Physiques
par
Robert BOUCHEZ

-:-:-:-:-

- 1^{ère} Thèse.- Contribution à l'étude de la désintégration B :
Capture d'électrons et émission de positons.
2^{ème} Thèse.- Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 19 Juin 1950 devant la Commission d'examen.

Mme Joliot-Curie	Président
MM. E. Bauer	Examineurs
F. Perrin	

-:-:-:-:-

CHICAGO, ILL.

1911



Doyen..... M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

G. JULIA.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
A. DENJOY.....	T	Théorie des Fonctions.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
E. DARMOIS.....	T	Enseignement de Physique.
Robert LEVY.....	T	Physiologie comparée.
Henri VILLAT.....	T	Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB.....	T	Géologie.
P. PASCAL.....	T	Chimie générale.
Mme RAMART-LUCAS.....	T	Chimie organique.
FOCH.....	T	Mécanique physique et expérimentale.
PAUTHENIER.....	T	Electrotechnique générale.
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.
JOB.....	T	Chimie générale.
PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.
COMBES.....	T	Physiologie végétale.
GARNIER.....	T	Géométrie supérieure.
PERES.....	T	Mécanique rationnelle.
HACKSPILL.....	T	Chimie minérale.
LAUGIER.....	T	Physiologie générale.
TOUSSAINT.....	T	Technique Aéronautique.
M. CURIE.....	T	Physique (P.C.B.)
G. RIBAUD.....	T	Hautes températures.
CHAZY.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.
CROZE.....	T	Physique théorique et physique céleste
DUPONT.....	T	Théories chimiques.
VALIRON.....	T	Calcul différentiel et Calcul intégral
BARRABE.....	T	Géologie structurale et géologie appliquée.
VAVON.....	T	Analyse et mesures chimiques.

G. DARMOIS.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.
Jacques BOURCART.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique
AUBEL.....	T	Chimie biologique.
Mme JOLIOT-CURIE.....	T	Physique générale et Radioactivité.
PIANTEFOL.....	T	Botanique.
CABANNES.....	T	Recherches physiques.
GRASSE.....	T	Evolution des êtres organisés.
PREVOST.....	T	Chimie organique.
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.
WYART.....	T	Minéralogie.
TEISSIER.....	T	Zoologie.
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.
P. AUGER.....	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER.....		Physiologie générale.
PIVETEAU.....	T	Géologie.
ROCARD.....	T	Physique.
H. CARTAN.....	T	Mathématiques générales.
SCHAEFFER.....	T	Physiologie des fonctions.
LAFFITTE.....	T	Chimie (P.C.B.).
FAVARD.....		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.
COULOMB.....	T	Physique du Globe.
Mlle COUSIN.....	T	Biologie animale (P.C.B.).
CHRETIEN.....		Chimie (P.C.B.).
P. DRACH.....		Zoologie.
KASTLER.....		Physique.
CHATELET.....	T	Arithmétique et théorie des nombres.
EPHRUSSI.....	T	Génétique.
WURMSER.....	T	Biologie physico-chimique.
BAUER.....	T	Chimie-Physique.
RIVIERE.....		Géologie (P.C.B.).
GAUTHERET.....		Biologie Végétale (P.C.B.).
LUCAS.....		Physique.
A. THOMAS.....		Evolution des êtres organisés.
ARNULF.....		Optique appliquée.
MAX MORAND.....		Physique.

SOLEILLET.....		Physique.
FORTIER.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON.....	T	Astronomie.
FROMAGEOT.....	T	Chimie Biologique.
LAPORTE.....	T	Physique générale et Radioactivité.
JANET.....		Mathématiques générales.
PETIT.....	T	Biologie maritime.
QUENEY.....	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN.....		Biologie animale (P.C.B.).
EICHHORN.....		Biologie végétale (P.C.B.).
DE CUGNAC.....		Biologie végétale (P.C.B.).
LAVAL.....		Physique (P.C.B.).
Mlle CAUCHOIS.....		Chimie-Physique.
THELLIER.....		Physique du Globe.
AUDUBERT.....		Electrochimie.
L'HERITIER.....		Génétique.
GRIVET.....	T	Radio Electricité.
PONCIN.....		Mécanique des fluides.
THIRY.....	T	Mécanique appliquée.
DUBREIL.....		Mathématiques générales.
QUELET.....		Chimie (P.C.B.).
CAGNIARD.....		Géophysique appliquée.
CHAMPETIER.....		Chimie appliquée.
CUVILLIER.....		Géologie structurale et Géologie appliquée.
JUNG.....		Pétrographie.
TRILLAT.....		Physique (P.C.B.).
WIEMANN.....		Chimie (P.C.B.).
LICHNEROWICZ.....		Mathématiques.
JACQUINOT.....		Physiques (P.C.B.).
VASSY.....		Physique de l'Atmosphère.
DESTOUCHES.....		Théories Physiques.

Secrétaire..... Ch. MONIER.

TABLE DES MATIERES

	<u>Pages</u>
I - <u>Avant-Propos.</u>	1
II - <u>Généralités sur la capture d'électrons.</u>	5
2/I - Historique.	5
2/2 - Rayonnements caractéristiques de la capture d'électrons.	7
2/3 - La capture d'électrons et l'émission β : conditions énergétiques.	9
2/4 - La capture d'électrons et l'hypothèse du neutrino.	11
III - <u>Hypothèses sur la structure nucléaire.</u>	13
3/I - Introduction.	13
3/2 - Sur le modèle quasi-atomique du noyau.	14
A - Bref historique.	
B - Ordre des couches nucléaires.	
B/I - Cas du puits de potentiel d'un oscillateur harmonique.- B/2 - Cas du puits de potentiel de profondeur infinie.	
B/3 - Schémas proposés pour l'ordre des couches nucléaires.	
3/3 - Hypothèses de travail.	17
A - Principales configurations d'une espèce nucléaire : les nombres quantiques J, L, M.	
B - Règles générales pour obtenir les configurations principales ; indications données par le moment magnétique.	
IV - <u>Sur la théorie de la désintégration β .</u>	226
4/I - Introduction.	26
4/2 - Rappel des hypothèses et du formalisme général de la théorie classique de la désintégration β .	27
A - Unités.	
B - Formules générales.	
C - Hamiltonien d'interaction nucléon-lepton.	
D - Matrices de la théorie de Dirac.	
E - Fonctions propres des leptons.	

	Pages
4/3 - Remarques générales sur le calcul des probabilités de transition β .	31
A - Partie principale de la probabilité de la transition $J \ L \ M \rightarrow J' L' M'$	31
B - Discussion sur les nombres quantiques magnétiques m et M .	33
B/I - Règle de calcul concernant les nombres quantiques magnétiques M . - B/2 - Règle des sommes. - B/3 - Conséquences de ces règles.	
C - Discussion sur les nombres quantiques ℓ et L .	37
C/I - Sur l'élément de Matrice nucléaire: $\Psi_f^* \Omega \Psi_i$. C/2 - Sur l'élément de Matrice des leptons : $(\Psi \Omega^* C \varphi)$ ou $(\Psi^* \Omega \varphi)$	
C/3 - Relation d'invariance concernant le moment angulaire orbital. - C/4 - Relation d'invariance concernant la parité.	
D - Partie principale de l'élément de matrice des leptons.	43
E - Remarque sur la forme de l'élément de Matrice nucléaire.	45
4/4 - Formules détaillées des probabilités de transition.	47
A - Introduction.	47
B - Transitions permises :	48
B/I - Emission β : Formule de Fermi. - B/2 - Remarques sur la constante de couplage nucléon-lepton. - B/3 - Capture K : Formule de Möller.	
C - Transitions interdites : Emission β . Etudes des types principaux (ΔL pair)	52
C/I - $\Delta J = 1$ $\Delta L = 2$	
C/2 - $\Delta J = 2$ $\Delta L = 2$	
C/3 - $\Delta J = 3$ $\Delta L = 2$	
C/4 - $\Delta J = 3$ $\Delta L = 4$	
D - Transitions interdites : capture K.	62
D/I - $\Delta J = 1$ $\Delta L = 2$	
D/2 - $\Delta J = 2$ $\Delta L = 2$	
D/3 - $\Delta J = 3$ $\Delta L = 2$	
D/4 - $\Delta J = 3$ $\Delta L = 4$	

V - <u>Probabilité des transitions β et structure des niveaux nucléaires : comparaison avec l'expérience.</u>	66
5/1 - Généralisation du critère de Konopinski.	66
5/2 - Etude des transitions permises : Valeur de la constante de couplage T_0 ; $\Delta L = 0$.	68
A - ${}^1_0n \longrightarrow {}^1_1p$	
B - ${}^3_1H \longrightarrow {}^3_2He$	
C - ${}^6_2He \longrightarrow {}^6_3Li$	
D - ${}^{11}_6C \longrightarrow {}^{11}_5B$	
E - ${}^{12}_5B \longrightarrow {}^{12}_6C$	
F - ${}^{26}_{13}Al \longrightarrow {}^{26}_{12}Mg$	
G - Conclusions.	
5/3 - Etude des transitions interdites :	71
A - Transition ${}^{14}_6C \longrightarrow {}^{14}_7N$ - B - Transition ${}^{32}_{15}P \longrightarrow {}^{32}_{16}S$ - C - Cas des nuclides de masse 10. - D - Conclusions.	
VI - <u>Le rapport d'embranchement capture K - émission β^+ : Résultats expérimentaux et comparaison entre théorie et expérience.</u>	77
6/1 - Introduction.	77
A - Calcul du rapport $P_K \equiv P_K / P_+$: transitions permises.	
B - Calcul de P_K : transitions interdites.	
C - Comparaison avec l'expérience.	
6/2 - Méthodes et dispositifs expérimentaux.	80
A - Dispositif expérimental.	
B - Détermination du nombre de photons K émis par ${}^{61}_{29}Cu$ et ${}^{64}_{29}Cu$.	
C - Détermination du nombre d'électrons.	
D - Etudes en coïncidences.	
E - Rendement des compteurs (Al + Pb) pour les rayonnements γ d'énergie comprise entre 0,5 et 1,5 Mev.	

	Pages
6/3 - Etude du ^{64}Cu .	95
A - Le schéma de désintégration du ^{64}Cu .	
B - Le rapport d'embranchement P_K/P_+ : résultats expérimentaux.	
C - Le rapport d'embranchement P_K/P_+ : comparaison avec la théorie.	
6/4 - Etude du ^{61}Cu .	98
A - Le rapport d'embranchement P_K/P_+ : résultats expérimentaux.	
B - Le rapport d'embranchement P_K/P_+ : comparaison avec la théorie.	
6/5 - Etude du ^{22}Na .	103
A - Sur la désintégration du ^{22}Na .	
B - Le rapport d'embranchement P_K/P_+ : résultats expérimentaux.	
C - Comparaison avec la théorie.	
 VII - <u>Sur la capture L : mise en évidence de la variation de période du ^7Be.</u>	 110
7/1 - Introduction.	
7/2 - Principe des expériences.	
7/3 - Appareillage.	
7/4 - Résultats expérimentaux.	
7/5 - Remarques complémentaires.	
 VIII - Conclusions générales.	 119

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION β :

CAPTURE D'ELECTRONS

ET

EMISSION DE POSITONS

-:-:-:-:-:-:-:-

I - AVANT-PROPOS

J'ai abordé le problème de la désintégration β avec l'étude de la capture d'électrons par le noyau.

L'existence même du phénomène de capture d'un électron atomique par un proton du noyau met immédiatement en évidence l'influence des électrons atomiques sur le noyau et l'interaction entre le nucléon et l'électron : Considérons un atome se transformant par capture et imaginons que l'on puisse lui enlever ses électrons périphériques ; cet atome ainsi complètement ionisé sera stable vis-à-vis du phénomène de capture ; les propriétés nucléaires de cet atome se trouveront profondément modifiées. Depuis la découverte du phénomène de capture en 1937 il était intuitif qu'une modification de la répartition des électrons atomiques devait perturber la période radioactive. Au début de 1947 lorsque E. Segré aux Etats-Unis et R. Daudel en France suggérèrent qu'une telle modification pouvait probablement être observée sur le ^7Be , j'ai essayé de mettre en évidence le phénomène. Des expériences ont été entreprises sous la direction du Professeur Irène Curie et j'ai réussi à observer une variation de la période du ^7Be en fonction de l'ionisation de l'atome. Les résultats de ce travail expérimental font l'objet d'une partie de la présente étude.

Ensuite, au cours d'un second travail expérimental, j'ai mis au point un dispositif permettant de dénombrer des électrons et des photons γ mous ; cette méthode m'a permis de déterminer expérimentalement le rapport des probabilités de capture K et d'émission β^+

pour les transitions permises correspondant à ^{61}Cu et ^{64}Cu , et pour la transition interdite correspondant à ^{22}Na . La connaissance des valeurs de ces rapports d'embranchement, capture K, émission β^+ , permettant d'obtenir des renseignements précis sur la validité de la théorie de la désintégration β de Fermi, j'ai essayé de comparer mes résultats expérimentaux avec la théorie. J'ai alors constaté des désaccords entre les prévisions théoriques données par différents auteurs et j'ai été progressivement conduit à étudier les différents aspects de la théorie de la désintégration β . J'ai ainsi précisé les formules donnant la probabilité de capture et d'émission β pour les transitions permises et interdites.

En outre, j'ai entrepris cette étude théorique en ayant présenté à l'esprit, une structure "quasi-atomique" du noyau ; les approximations et hypothèses de travail que j'ai effectuées sur la structure nucléaire m'ont permis de lever certaines anomalies des règles de sélection Gamow-Teller et de formuler des règles plus simples liées à la structure des noyaux étudiés.

Ceci m'a également permis de simplifier les calculs des probabilités de transition aussi bien pour la capture K que pour l'émission β .

Pour exposer les résultats de ces travaux, j'ai préféré comme je l'indique dans le plan ci-dessous, suivre un ordre différent : dans une première partie, j'ai présenté les aspects théoriques de la désintégration β en développant les points sur lesquels j'ai effectué des travaux personnels ; j'ai tenu également à préciser mes hypothèses de travail sur le modèle des couches nucléaires. Ces hypothèses de travail dépassent le cadre d'application que j'ai pu en faire dans le cours de mes travaux expérimentaux, mais elles me semblent suffisamment importantes en elles-mêmes pour y insister. Au cours d'une deuxième partie, j'ai exposé les résultats que j'ai obtenus d'une part dans la mesure du rapport d'embranchement capture K - émission β^+ dans le cas de transitions permises et interdites, d'autre part dans l'étude de l'influence du cortège électronique sur la période de désintégration par capture du ^7Be .

PLAN DU TRAVAIL :

- A. Généralités sur la capture d'électrons.
- B. Hypothèses de travail sur la structure nucléaire : principales configurations d'une espèce nucléaire et règles générales pour les obtenir. Indications données par le moment magnétique nucléaire.
- C. Sur la théorie de la désintégration β .
C/1 - Rappel du formalisme général.
C/2 - Calcul de la partie principale de la probabilité de la transition $JL \longrightarrow J'L'$.
C/3 - Relations d'invariance concernant le moment angulaire L, la parité et leurs conséquences sur les éléments de matrice des leptons et des nucléons.
C/4 - Formules détaillées des probabilités de transition pour les transitions permises $\Delta L=0$, les transitions interdites $\Delta J=1, \Delta L=2$; $\Delta J=2, \Delta L=2$; $\Delta J=3, \Delta L=2,4$ dans le cas de l'émission β et de la capture K.
- D. Comparaison entre les probabilités des transitions et la structure des niveaux nucléaires.
D/1 - Généralisation du critère de Konopinski.
D/2 - Etude de la transition $^{14}\text{C} \longrightarrow ^{14}\text{N}$: modifications des règles de sélection de Gamow-Teller.
- E. Le rapport d'embranchement capture K - émission β^+ .
E/1 - Formules donnant $\rho_K \equiv P_K/P_+$
E/2 - Etude expérimentale : méthodes et dispositifs expérimentaux ; étude du ^{64}Cu , du ^{61}Cu , du ^{22}Na .
E/3 - Comparaison avec la théorie.
- F. Sur la capture L : mise en évidence de la variation de période du ^7Be .

Ces travaux ont été effectués au Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France et au Laboratoire de Physique Cosmique de l'Observatoire de Meudon au cours des années scolaires 1946-1947 et 1947-1948, puis au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium pendant l'année scolaire 1948-1949.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance affectueuse à Madame I. Curie et à Monsieur F. Joliot pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire dès Novembre 1943, alors que j'étais dans une situation délicate vis-à-vis de la police allemande. Je les remercie de m'avoir continuellement guidé au cours de mes recherches et permis de m'y consacrer entièrement grâce à l'attribution d'une bourse de la fondation Curie-Carnegie dès 1944, puis à l'offre d'un poste d'Assistant au Laboratoire Curie.

Je remercie aussi le C.N.R.S. de m'avoir accepté comme attaché de Recherches pendant les années 1945-1946-1947. Je remercie bien vivement le Professeur Lainé pour m'avoir mis en contact avec le Professeur F. Joliot dès 1943 et le Professeur Dauvillier qui m'a permis d'effectuer quelques recherches dans son Laboratoire de l'Observatoire de Meudon ; Monsieur Gondet, Directeur des Laboratoires de Bellevue pour ses conseils et son aide technique dans la réalisation de certains appareils ; enfin à d'autres titres, les chefs d'ateliers et le personnel des laboratoires Curie et de Chimie-Nucléaire.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma gratitude au Docteur A. Rogozinski qui m'a appris beaucoup dans le domaine des courants faibles ; et au Professeur S.R. De Groot d'Utrecht, au Docteur R. Daudel et à tous ceux de mes amis avec qui nous avons eu de fructueuses discussions.

Le Docteur F.L. Alt du "National Bureau of Standards" de Washington a bien voulu me communiquer les tables préliminaires de la fonction de Fermi, il m'a ainsi facilité certains calculs et je l'en remercie vivement.

II - GENERALITES SUR LA CAPTURE D'ELECTRONS

2/I - HISTORIQUE -

Le phénomène de transformation nucléaire par capture d'électrons par le noyau a été d'abord prévu avant d'être mis en évidence d'une manière expérimentale. La prévision de ce phénomène, et le calcul de la probabilité ont été faits indépendamment, semble-t-il, par plusieurs auteurs : en 1935 par Yukawa et Sakata [YI, Y2] en 1936 par Möller [MI] , et Bethe et Bacher [BI] .

Rappelons que les années 1930 à 1935 ont été riches en découvertes expérimentales dans le domaine de la physique nucléaire : mise en évidence du neutron à la suite des travaux de Bethe et Backer, de I. Curie et F. Joliot, de Chadwick ; découverte en 1934 par I. Curie et F. Joliot de la radioactivité artificielle sur le ^{30}P émetteur de positons : c'est la première observation d'un positon émis par le noyau. Parallèlement les théories se développent rapidement et E. Fermi [FI] publie en 1934 son mémoire sur "la recherche d'une théorie du rayonnement β ". Dans cette analyse pénétrante il utilise d'une part l'idée d'Heisenberg [HI] d'un noyau formé de particules lourdes et la suggestion de Pauli concernant le neutrino. Il cherche à établir une théorie de la désintégration par analogie avec l'émission de photons à partir d'un atome et choisit un opérateur d'interaction entre nucléons et particules légères $\ast$ de " telle sorte que la transition $n \rightarrow p$ soit accompagnée de l'apparition d'un électron et d'un neutrino; le processus inverse $p \rightarrow n$ correspondant à la disparition d'un électron et d'un neutrino ". Fermi ne précise pas davantage ; il utilise un opérateur d'interaction nucléon-lepton de type scalaire et obtient une formule donnant la probabilité de transformation avec " apparition d'un électron et d'un neutrino " ou " disparition d'un électron

$\ast$ On désignera dans la suite, comme le fait le Professeur Rosenfeld [RI] par "leptons" l'ensemble des électrons et neutrinos, particules "légères".

et d'un neutrino " dans le cas de transitions permises avec $J=J'$ (J et J' étant les nombres quantiques du moment angulaire total du noyau initial et final). Or, Dirac venait précisément d'introduire un nouveau formalisme et donnait un sens physique à un électron d'énergie négative : par exemple la disparition d'un électron d'énergie négative est observable comme un électron positif, la disparition d'un neutrino d'énergie négative est analogue à la création d'un anti-neutrino... La théorie de Fermi était donc immédiatement applicable à l'émission de positons considérée comme la disparition d'un électron dans un état d'énergie négative ; en outre la " disparition d'un électron et d'un neutrino " contient implicitement la capture d'électrons suivie d'une émission d'un anti-neutrino. Cette étape fut précisément celle franchie par Yukawa et les autres chercheurs qui calculèrent la probabilité de capture d'un électron orbital de l'atome, en limitant d'ailleurs leurs calculs à la capture d'un électron de la couche K.

C'est en 1937 que la capture K fut mise en évidence expérimentalement par Alvarez [AI] sur le ^{48}V . Jacobsen [J4] eut le premier l'idée de détecter le rayonnement X accompagnant la capture K ; il utilisa une chambre à détente Wilson pour rechercher les photo-électrons produits par le rayonnement X dans le cas du ^{43}Sc , mais manquant probablement d'intensité il ne put les observer. Alvarez, en utilisant le cyclotron de Berkeley, plus puissant que celui de Copenhague au moyen duquel travaillait Jacobsen, mit en évidence le rayonnement X de capture K sur le ^{48}V de période 16 jours à l'aide d'un compteur G.M. à parois minces rempli avec de l'argon à la pression atmosphérique. Depuis lors de nombreux cas de transformation nucléaire par capture K ont été observés au moyen de différentes méthodes ; on en compte actuellement plus de 120 depuis le ^7_4Be (52j.) jusqu'au $^{241}_{96}\text{Cm}$ (55j.).

Outre un électron de la couche K le noyau peut capturer un électron d'une orbite supérieure par exemple L. Jusqu'en 1942 les auteurs l'ont toujours négligé vis-à-vis de la capture K beaucoup plus probable ; les premiers calculs furent effectués par Marshak [M2] qui montre que dans certaines conditions les captures L et K sont comparables, par exemple le ^{54}Mn semble d'après Marshak un cas favorable pour observer la capture L ; des essais furent entrepris par Deutsch et Elliott [D2] en 1944 mais sans aucun succès.

Les expériences effectuées au Laboratoire Curie sous la direction du Professeur I. Curie sur le ^7Be et dont je parlerai plus loin, peuvent être considérées comme une mise en évidence de la capture L. Mais la première observation directe fut récemment effectuée par Pontecorvo, Kirkwood et Hanna [P2] sur ^{37}A à l'aide d'un compteur proportionnel.

En résumé, sauf quelques exceptions, l'étude de la capture d'électrons n'a pas dépassé le stade descriptif ; on possède encore très peu de renseignements quantitatifs précis permettant une comparaison avec la théorie : citons toutefois la détermination du rapport capture L_I /capture K de ^{37}A par le groupe Pontecorvo [P2] en 1949, du ^7Be par le groupe du Laboratoire Curie en 1948 et par Segré et ses collaborateurs en Amérique en 1949 ; citons aussi la détermination du rapport capture K/émission β^+ effectuée dans le cas du ^{107}Cd par l'école de Zurich en 1947, et l'étude du ^{61}Cu , ^{64}Cu , ^{22}Na qui sera abordée dans le cours de la présente étude.

2/2 - RAYONNEMENTS CARACTERISTIQUES DE LA CAPTURE D'ELECTRONS -

Considérons un noyau pouvant se désintégrer uniquement par capture d'un électron ; la place vide laissée dans le cortège électronique à la suite de cette capture est observable, comme l'avait d'abord suggéré Jacobsen [J4], par les photons X émis lors du réarrangement des différentes couches électroniques. Ce réarrangement est analogue à celui qui se produit lors de l'émission de rayons X par une anticathode d'un tube de Crookes. Par exemple lors d'une capture K, les raies principales observées sont les raies du doublet $K\alpha_1 - K\alpha_2$ dont les énergies sont très voisines et les intensités dans le rapport 2 à 1 ; pratiquement les deux raies sont confondues et on observera la raie $K\alpha$. Les raies $K\beta_1$ et $K\beta_2$ sont beaucoup plus faibles : $I_{\alpha_1}/I_{\alpha_2} \simeq 0,19$, $I_{\beta_2}/I_{\alpha_1} \simeq 2 \cdot 10^{-3}$; toutefois la raie $K\beta_1$ peut par exemple être observée à l'aide d'un spectrographe à grande luminosité (type Johann, ou type Cauchois).

A la suite des transitions K-L, K-M,... des cases se trouvent vides dans les niveaux L et M qui se trouvent à leur tour excités ;

or ces niveaux se trouvent également excités à la suite des captures L, M, ...; l'observation du spectre L, et pratiquement du doublet L_{α} ne permet donc pas d'affirmer par exemple qu'il y a capture L, il y a lieu dans ce cas de tenir compte de la contribution de la capture K ; des mesures quantitatives délicates s'imposent donc. La seule étude à ce sujet a été entreprise par P. Pontecorvo [P2] et ses collaborateurs sur ^{37}A .

Remarquons que les photons X ainsi émis appartiennent à l'élément précédent celui qui se transforme par capture : un noyau dont le nombre de masse est A et le numéro atomique Z se transforme, dès qu'il a capturé un électron, en un noyau isobare de numéro atomique (Z - 1) et le rayonnement X émis est caractéristique de l'élément (Z - 1). Par exemple, ^{107}Cd capture ^{107}Ag et le rayonnement X émis est principalement $K_{\alpha} \text{ Ag}$ de 0,56 Å ($\approx 22 \text{ KeV}$)

Remarquons enfin que lorsqu'un atome est ionisé au niveau K, L, ... la transition électronique qui aboutit au niveau K, L... n'est pas nécessairement accompagné d'un photon K, L... mais qu'un électron d'une couche supérieure peut être expulsé (électron Auger). Cet effet Auger est très important surtout pour les atomes légers (Z petit) ; on a représenté fig. 1 et 2 les courbes représentant respectivement les facteurs de fluorescence W_K et W_L , c'est-à-dire le nombre de photons K, L émis par atome excité au niveau K et L ; $(1 - W_K)$, $(1 - W_L)$ est appelé ordinairement le " facteur de conversion interne " des photons K, L.

La capture d'électrons est un phénomène difficile à étudier, surtout du point de vue quantitatif, et d'autant plus qu'il se trouve masqué par d'autres (émissions β^- , β^+ , photons γ plus ou moins convertis) ; en effet il existe seulement quelques nucléides (^{37}A , ^{49}V , ^{71}Ge , ^{103}Pd , ^{131}Cs ...) émettant uniquement des rayons X de capture. En outre les sources faibles dont on dispose au laboratoire rendent l'étude plus délicate encore ; les sources plus intenses que l'on pourra bientôt obtenir à l'aide des piles et des générateurs plus puissants permettront non seulement une étude plus aisée des propriétés nucléaires liées à ce phénomène mais encore une analyse de certaines propriétés atomiques (détermination de W_K , W_L ; étude du comportement des niveaux L_I , L_{II} , L_{III} ...) qui ne seront pas perturbées par le spectre continu accompagnant tout rayonnement X.

2/3 - LA CAPTURE D'ELECTRONS ET L'EMISSION β : CONDITIONS ENERGÉTIQUES -

L'étude de la capture d'électrons ne peut être séparée de celle de l'émission β : au point de vue théorique, l'émission β et le phénomène de capture se traitent suivant des formalismes identiques ; au point de vue expérimental, tout nuclide émettant des positons se désintègre également par capture et on étudiera d'ailleurs en détail au cours de ce mémoire le rapport d'embranchement capture K - émission β^+ . Aussi, dans les chapitres suivants traitant des aspects théoriques de la question, nous étudierons simultanément l'émission β et la capture ; avant de les aborder on précisera encore deux points : le premier concernant les conditions énergétiques des émissions β et de la capture, le second concernant l'hypothèse du neutrino.

$$\begin{array}{c} x \\ x \quad x \end{array}$$

Les conditions énergétiques s'obtiennent aisément à partir du principe de conservation de l'énergie. Par exemple dans le cas de l'émission β^- , $N_1(Z) \longrightarrow N_2(Z+1)$, on peut écrire :

$$(21) \quad m_2 c^2 = m_{2+1} c^2 + m_0 c^2 + \mu_0 c^2 + W_\beta + W_\mu + W_\gamma$$

m_2, m_{2+1} : masse exacte du noyau initial N_1 et du noyau final N_2 .

m_0, μ_0 : masse au repos de l'électron et du neutrino.

W_β, W_μ : énergies emportées par l'électron et le neutrino.

W_γ : énergie emportée par les photons, s'il y a lieu.

la transformation étant spontanée, l'énergie ainsi libérée est nécessairement positive, d'où $W_\beta + W_\mu + W_\gamma > 0$, ce qui entraîne :

$$(22) \quad \Delta M < - (m_0 + \mu_0)$$

en posant $\Delta M \equiv m_{2+1} - m_2$

Dans le cas de l'émission β^+ , on aurait de même :

$$(23) \quad \Delta M > m_0 + \mu_0$$

en posant toujours m_2 masse exacte du noyau initial et $\Delta M \equiv m_2 - m_{Z-1}$. Enfin, dans le cas de la capture d'électrons on obtiendrait :

$$(24) \quad \Delta M > -m_0\gamma + \mu_0$$

avec $m_0c^2\gamma$ représentant l'énergie de l'électron orbital capturé compte tenu de son énergie de liaison au noyau ; dans le cas de la capture K, $\gamma^2 = 1 - \alpha^2 Z^2$.

On a résumé les relations (22), (23) et (24) sur le graphique de la figure 3 ; on a porté sur un axe la différence de masse ΔM entre les noyaux de nombre atomique Z et $(Z-1)$, avec cette notation, dans le cas de l'émission β^- correspondant à une transition $Z-1 \rightarrow Z$ la valeur ΔM est alors négative.

On voit de suite que pour $\Delta M > m_0 + \mu_0$ on peut observer simultanément l'émission β^+ et la capture : lorsque la différence de masse (ou d'énergie) entre le noyau initial et le noyau final est suffisante pour permettre la création d'un positon, on peut observer l'émission de positon mais on peut aussi observer la capture. Le phénomène de capture accompagne toujours l'émission de positons.

Pour $-m_0\gamma + \mu_0 < \Delta M < m_0 + \mu_0$, seul le phénomène de capture peut se produire. Remarquons que la capture peut se produire lorsque la masse du noyau initial est inférieure à celle du noyau final, c'est-à-dire lorsque la différence des masses nucléaires est négative.

Pour $\Delta M < -(m_0 + \mu_0)$, il y a émission β^- .

Enfin pour $-(m_0 + \mu_0) < \Delta M < -m_0\gamma + \mu_0$, les deux noyaux isobares voisins sont stables. Cette zone de stabilité est très étroite, de l'ordre de $m_0 \frac{\alpha^2 Z^2}{2}$ (puisque $\mu_0 \ll m_0$), variant de 10 ev pour $Z = 1$ à 50 kev pour $Z = 80$. La probabilité pour que deux isobares voisins soient stables est donc faible : on connaît seulement trois couples d'isobares voisins stables (il se peut toutefois qu'ils se transforment l'un dans l'autre avec une période très longue) $^{113}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$, $^{115}\text{In} - ^{115}\text{Sn}$, $^{123}\text{Sb} - ^{123}\text{Te}$. Cet intervalle de stabilité se trouve en outre diminué par le phénomène de désintégration β , avec émission d'un électron ne sortant pas de l'atome (création e) [D5] ; dans ce cas l'électron nucléaire vient occuper une case vide du cortège périphérique et l'énergie nécessaire pour créer cet électron se trouve ^{zait} diminuée de l'énergie de liaison de l'orbite sur laquelle il vient se placer.

Si l'on considère maintenant deux isobares stables dont les nombres atomiques diffèrent de deux unités, Sizoo [S2] a montré à l'aide de la formule de Bethe-Weizsacker que le noyau isobare intermédiaire peut se transformer par émission β^- et par émission β^+ (ou par capture) en noyaux stables voisins : le ^{40}K par exemple, intermédiaire entre les noyaux stables ^{40}A et ^{40}Ca , se transforme par émission β^- en ^{40}Ca et par capture en ^{40}A ; ce cas avait été prévu par Sizoo avant d'être observé expérimentalement. On peut schématiser les conditions pour lesquelles un tel type d'embranchement β^- , β^+ peut se réaliser en traçant les courbes isobares $M = f(\bar{Z})$ pour A pair (Fig. 4) et A impair (Fig. 5) : pour une série isobare impaire on voit qu'un tel embranchement ne peut exister, au contraire dans une série isobare paire un noyau $\bar{Z}$ impair peut se désintégrer par émission β^- et par capture (ou émission β^+ si les conditions énergétiques le permettent). Expérimentalement, on connaît quelques embranchements de ce type : $^{36}_{17}\text{Cl}$, $^{40}_{19}\text{K}$, $^{46}_{21}\text{Sc}$, $^{64}_{29}\text{Cu}$ sur lequel fut effectué la première observation et qui sera étudié plus loin, $^{76}_{33}\text{As}$, $^{102}_{45}\text{Rh}$, $^{180}_{73}\text{Ta}$; tous ces nuclides ont un nombre de masse A pair et un nombre atomique $\bar{Z}$ impair en accord avec la conclusion précédente.

2/4 - LA CAPTURE D'ELECTRONS ET L'HYPOTHESE DU NEUTRINO -

L'hypothèse du neutrino sert de base à la théorie de l'émission β et a été également conservée comme base de théorie de la capture d'électrons : dans ce cas l'énergie du noyau initial augmente à la suite de la capture d'environ $m_0c^2 = 500 \text{ kev}$ et la transition vers le noyau final s'accompagne d'une libération d'énergie $m_0c^2 + \Delta M.c^2$; la libération de cette quantité d'énergie, lorsqu'aucun rayon γ n'accompagne la capture, n'est pas observable et on admet par analogie avec l'hypothèse de Pauli que le neutrino emporte cette énergie.

Il n'existe actuellement aucune raison valable d'abandonner cette hypothèse ; les succès relatifs de la théorie de la désintégration β incitent au contraire à la conserver. Toutefois ce ne sont pas là des preuves directes de l'existence du neutrino et de

nombreux chercheurs ont essayé de le mettre en évidence en détectant ses effets primaires ou secondaires d'ionisation : les résultats négatifs de ces expériences ont permis d'affirmer qu'il n'existe pas d'interactions électromagnétiques importantes entre le neutrino et les autres particules. On a également essayé de détecter le neutrino par le recul du noyau ; ce recul peut être observé dans l'émission β mais c'est dans le cas de la capture qu'il est le plus important (à énergie de transition et masse du noyau final égales) et une des principales expériences est celle effectuée par Allen en 1942 [A2] sur la transformation par capture ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$: le recul du noyau ${}^7\text{Li}$ a été alors mis en évidence et la valeur expérimentale de l'énergie maximum de recul correspond précisément au recul dû à l'émission d'un neutrino de masse voisine de zéro. Cette expérience indique simplement que les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ne sont pas en défaut ; l'énergie disponible, étant emportée par un rayonnement que l'on identifie par raison de simplicité avec le neutrino.

En attendant des expériences plus décisives, on conserve l'hypothèse du neutrino parce qu'elle permet d'une part d'interpréter d'une manière satisfaisante de nombreux phénomènes et d'autre part parce qu'elle sert de base à la théorie de la désintégration β satisfaisante dans son ensemble.

III - HYPOTHESES SUR LA STRUCTURE NUCLEAIRE -

3/I - INTRODUCTION -

La théorie de la désintégration β introduite par Fermi ne fait pas intervenir d'hypothèses sur la structure nucléaire. L'émission β^- par exemple résulte de la transition d'une particule lourde du noyau de l'état neutron à l'état proton et l'on considère que la transition neutron-proton n'est pas localisée sur un nucléon particulier mais que tout le noyau participe à la transformation ; les seules indications sur le noyau intervenant jusqu'ici dans la théorie de la désintégration β sont celles concernant le moment angulaire total J du noyau et sa parité ; ces notions interviennent dans les règles de sélection : si l'on adopte par exemple le point de vue que Fermi a exprimé en 1934, en choisissant un opérateur d'interaction nucléon-lepton du type scalaire, les transitions permises sont celles pour lesquelles la variation de J est nulle, les transitions interdites celles pour lesquelles $\Delta J \gg 1$, l'interdiction étant d'autant plus stricte que ΔJ est plus grand ; il existe également des règles de sélection pour la parité que nous préciserons plus loin.

Ces deux notions de parité et de moment angulaire total ont été introduites dans l'étude du noyau par analogie avec l'étude des spectres atomiques ; la notion de parité d'une part est en fait une propriété de symétrie, un noyau étant considéré comme impair ou pair, suivant que la fonction d'onde qui le représente change ou ne change pas de signe lorsqu'on inverse simultanément les directions des trois axes de l'espace ordinaire ; d'autre part on a longtemps considéré le noyau comme ne possédant qu'un seul moment de quantité de mouvement, son moment angulaire propre J appelé plus brièvement son "spin" ; on n'attribuait dans ce cas aucun moment orbital au noyau puisqu'on le considérait comme un ensemble se déplaçant autour d'un

axe passant par son centre de gravité et que l'on ne tenait pas compte des mouvements internes. Actuellement le même nombre J représente le nombre quantique de moment angulaire total, tenant compte pour l'ensemble des nucléons formant le noyau du moment angulaire propre ou spin $\vec{S}$ et du moment angulaire orbital $\vec{L}$: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

J'ai pensé qu'il était préférable de conduire la théorie de la désintégration β en ayant présent à l'esprit un modèle nucléaire plus détaillé, ceci m'a permis comme nous le verrons de simplifier les règles de sélection et le calcul des probabilités de transition. En outre les résultats ainsi obtenus permettent de modifier et de préciser constamment le modèle nucléaire.

J'ai utilisé un modèle "quasi-atomique" du noyau et un certain nombre d'autres hypothèses que je vais exposer maintenant ; je tiens encore à préciser qu'il s'agit là uniquement d'hypothèses de travail destinées à être constamment modifiées en fonction des résultats obtenus.

3/2 - SUR LE MODELE "QUASI-ATOMIQUE" DU NOYAU. -

A - BREF HISTORIQUE.

Les premières idées d'une structure nucléaire en couches analogue à celle de l'atome semblent avoir été exprimées d'abord par Harkins [H7] en 1923 et plus précisément par Bartlett [B4] en 1932 ; Bethe et Bacher [B3] en 1936 ont fait un exposé très pénétrant de la question. Le modèle quasi-atomique restait il y a encore quelques années comme une simple hypothèse de travail utilisée par peu de chercheurs ; cette hypothèse peut être considérée maintenant comme solidement établie. D'une part la grande stabilité des noyaux dont le nombre de neutrons ou de protons est 2, 8, 20, 50, 82, ou 126, semble correspondre à des couches saturées [M5] ; d'autre part les régularités observées récemment pour les noyaux sont assez bien représentées par un tel modèle périodique : régularités dans les variations du moment angulaire total (J), du moment magnétique nucléaire (μ) et du moment quadrupolaire (Q), dans la variation des sections efficaces des transmutations par neutrons,

[N.F. p. 185 et p. 390] , [F2] , [M1] , [M4] , [G2] ; notons aussi les régularités dans la variation des sections efficaces des réactions (γ, n) et (γ, p) [J1] , [C4] .

B - ORDRE DES COUCHES NUCLEAIRES.

Les régularités précédentes sont correctement représentées jusque $A \simeq 20$ par la suite des niveaux existant dans un simple puits de potentiel ; l'ordre de ces niveaux sert précisément de base à la classification des couches dans les noyaux.

On suppose par analogie avec le domaine atomique, que chaque nucléon se déplace dans le potentiel moyen créé par les autres nucléons. C'est évidemment une approximation très grossière, car d'une part il n'existe pas un champ de force centrale comme dans le cas atomique et d'autre part les forces nucléaires sont saturées au contraire des forces coulombiennes ; aussi un tel schéma ne peut ni donner l'énergie même relative des différents niveaux, ni donner les fonctions d'ondes correctes des nucléons. On ne conserve pratiquement de ce schéma que l'ordre général des différentes couches pour la simple raison qu'il permet d'interpréter assez correctement un grand nombre de faits expérimentaux des noyaux légers.

B/I - Cas du puits de potentiel d'un oscillateur harmonique [B3] .

On a représenté dans le Tableau I le spectre des niveaux d'énergie correspondant au cas d'une particule dans un puits de potentiel V d'un oscillateur harmonique : $V = \frac{1}{2} kr^2$ (espace à trois dimensions, r distance de la particule au centre des forces).

L'énergie de la particule est quantifiée et s'écrit : $E_n = h\nu (n + \frac{1}{2})$, $n = 0, 1, 2, \dots$; sa valeur minimum est $\frac{1}{2} h\nu$ ($\frac{1}{2} h\nu$ pour chaque degré de liberté). Pratiquement dans la littérature on adopte $E_N = h\nu (N + \frac{1}{2})$, $N = 1, 2, \dots$. La fonction propre caractérisant la particule est de la forme $\Psi_{nl} \sim G_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)$: $G(r)$ étant la partie radiale dépendant en particulier des nombres quantiques n et l ; $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ étant la partie angulaire dépendant de l (nombre quantique de moment angulaire orbital) et de m (nombre quantique correspondant à l'orientation du vecteur $\vec{l}$; m varie

de $-\ell$ à $+\ell$). L'énergie ne dépend que d'un seul nombre quantique n , et il y a dégénérescence par rapport à ℓ ; toutefois cette dégénérescence est purement fortuite, et se trouve levée pour une autre forme du puits de potentiel. Pour une valeur de n (ou N) on peut choisir ℓ de même parité tel que :

$$\begin{cases} \ell = 0, 2, \dots, N-1 & , \quad \text{si } N \text{ est impair} \\ \ell = 1, 3, \dots, N-1 & , \quad \text{si } N \text{ est pair.} \end{cases}$$

B/2 - Cas du puits de potentiel de profondeur infinie.

[M3] , [GI] .

Les couches ne sont plus dégénérées par rapport à ℓ ; on a représenté dans le Tableau II l'ordre obtenu pour cette forme de potentiel.

Si l'on utilise un puits de profondeur finie, l'ordre des termes n'est pas modifié, seul leur écartement relatif varie.

B/3 - Autres schémas proposés pour l'ordre des couches nucléaires.

Pour tenir compte de la répulsion coulombienne importante pour les noyaux lourds plusieurs auteurs ont modifié la forme du puits de potentiel. La répulsion coulombienne tend en effet à déplacer les protons vers la périphérie du noyau; ceux-ci entraînent les neutrons avec lesquels ils sont liés et le résultat de ces actions est une diminution de la densité nucléaire dans les régions centrales. Cette idée a été exprimée d'abord par Elsasser [EI]; cet auteur suppose qu'il existe une interaction entre les protons et "tous" les neutrons, et pour tenir compte de la répulsion coulombienne entre les protons il considère un potentiel se relevant au milieu du trou, et prend une forme analogue "au fond d'une bouteille". (fig. 6) : Ce changement de forme du puits de potentiel diminue la stabilité des couches pour lesquelles ℓ est faible. (Tableau III). Cette idée a été reprise et développée récemment par Feenberg et Hammack [F2] .

Au contraire de l'effet de répulsion coulombienne précédente qui favorise les couches pour lesquelles ℓ est grand, il faut aussi tenir compte des fortes interactions entre nucléons qui favo-

risent les configurations à nombre quantique orbital ℓ faible. Nordheim [NI] a considéré ce second effet comme prépondérant et propose le schéma indiqué dans le Tableau IV.

Enfin, on peut obtenir encore une autre modification des nombres quantiques caractérisant les couches en tenant compte des couplages spin-orbite qui jouent un grand rôle dans les interactions nucléaires. Maria Goeppert Mayer [M4] a récemment supposé un fort couplage spin-orbite, augmentant avec le moment angulaire orbital ; les états $\ell + \frac{1}{2}$ correspondant à une énergie de liaison supérieure à $\ell - \frac{1}{2}$; le schéma qu'elle propose est aussi indiqué dans le Tableau IV.

3/3 - HYPOTHESES DE TRAVAIL -

A - PRINCIPALES CONFIGURATIONS D'UNE ESPECE NUCLEAIRE.

A la suite de l'observation des nombreuses périodicités dont nous venons de parler, la structure du noyau en couches peut être considérée comme un fait acquis ; mais la difficulté réside dans l'attribution précise des nombres quantiques aux niveaux nucléaires.

On sait qu'un niveau nucléaire, possédant une énergie bien définie est caractérisé par le nombre quantique J de moment angulaire total et par la parité ; ce sont d'ailleurs les seuls " bons nombres quantiques " définissant le niveau énergétique. Outre l'énergie des noyaux formant le niveau, si l'on désire tenir compte de l'orientation de ces noyaux on introduira le nombre quantique $M=J$ caractérisant l'orientation du vecteur $\vec{J}$; l'espèce nucléaire considérée ou "nuclide" s'analyse alors en sous-ensembles pour lesquels M varie de $-J$ à $+J$. A partir de cette remarque j'ai essayé d'analyser davantage une espèce nucléaire suivant que l'on s'intéresse aux probabilités de désintégration β , aux valeurs du moment magnétique ou du moment quadrupolaire : chaque espèce nucléaire, dans un état d'énergie bien définie, pourrait alors être caractérisée par plusieurs ensembles de nombres quantiques à chacun desquels correspond une structure particulière du noyau. Chaque espèce serait formée par un mélange de différentes structures ou "configurations", en proportion

bien définie, et en quelque sorte "en équilibre" ; les configurations d'une même espèce se transformeraient entre elles, chacune posséderait des propriétés particulières (probabilités de désintégration, moment magnétique, moment quadrupolaire) et on observerait les propriétés résultantes. Ces différentes configurations ont toutes la même énergie, (ou plus exactement sont toutes situées dans une étroite bande d'énergie) qui définit l'énergie de l'espèce nucléaire dans l'état considéré et possèdent le même moment angulaire total J et la même parité.

Si l'on désigne par Φ la fonction propre caractérisant une espèce nucléaire dans un état stationnaire, cette espèce nucléaire pourrait se trouver dans r configurations différentes : Φ_p caractérisant la fonction propre de la configuration "p" on peut écrire $\Phi = \sum a_p \Phi_p$; $|a_p|^2$ représente la proportion de la configuration "p" ou encore la probabilité pour le noyau de se trouver dans cet état p. On a évidemment $\sum |a_p|^2 = 1$.

Précisons maintenant les nombres quantiques caractérisant les différentes configurations Φ_p et étudions d'abord le cas d'un seul nucléon. La fonction propre Ψ d'un nucléon est un spineur à 4 composantes que l'on supposera solution de l'équation de Dirac ; cette équation est valable pour des particules se déplaçant avec des vitesses relativistes ; or dans le noyau les nucléons ont des vitesses petites par rapport à celle de la lumière, leur énergie cinétique de l'ordre de quelques MeV est très inférieure à leur énergie propre au repos $M_0 c^2$, de l'ordre de 10^3 Mev. Notre seconde hypothèse consiste à nous placer dans le domaine non relativiste ; dans ce cas la fonction propre Ψ à 4 composantes peut se réduire à une fonction propre de Pauli à 2 composantes, ceci revient à négliger les 2 petites composantes de Ψ : en effet, [N.F. p. 50] le rapport des amplitudes des grandes composantes Ψ_+ et des petites composantes Ψ_- est égal à $|\Psi_-/\Psi_+| \simeq v/c$. Avec cette hypothèse, la parité de la fonction propre Ψ se trouve déterminée par la parité du nombre quantique de moment orbital " l " intervenant dans cette fonction propre ; on sait en effet que lorsqu'on effectue un changement d'orientation du système de référence spatial (c'est-à-dire l'inversion $P \times \vec{r} = -\vec{r}$) $\Psi(\vec{r}) [\Psi_1 \Psi_2 \Psi_3 \Psi_4]$ se transforme en $\Psi(-\vec{r}) [-\Psi_1 -\Psi_2 \Psi_3 \Psi_4]$ et les grandes composantes Ψ_3 et Ψ_4 ne changent pas de signe :

$\Psi_+(-z) = (-1)^L \Psi_+(z)$; par contre les petites composantes Ψ_1 et Ψ_2 changent de signe : $\Psi_-(-z) = -(-1)^{L \pm 1} \Psi_-(z)$; si l'on néglige Ψ_- devant Ψ_+ , "L" caractérise bien la parité de l'état. En première approximation, la parité de l'état est donnée pour un seul nucléon par le nombre quantique l de moment orbital ; cette conclusion peut également s'appliquer aux noyaux de la forme $[0+1]$ pour lesquels $[0]$ représente un groupement complètement saturé de nucléons ($J = 0$, $L = 0$). On généralisera pour les autres types de noyaux et l'on supposera que la parité de la fonction propre de l'espèce nucléaire est donnée par la parité des nombres quantiques L de moment orbital des différentes configurations de l'espèce nucléaire.

Précisons encore davantage en tenant compte des interactions nucléaires. Si l'on suppose que les forces nucléaires sont uniquement du type central, le moment orbital est une constante de mouvement et le nombre quantique L correspond à une valeur bien définie pour l'espèce nucléaire (toujours dans l'approximation non relativiste). Mais l'on sait actuellement [N.F. ch. XVI et XVII] qu'il est nécessaire, pour interpréter de nombreux faits expérimentaux sur le deutéron, sur les niveaux excités de ^5He et ^5Li , et sur ^7Li , d'introduire des couplages non centraux en petites proportions. Ces couplages * sont principalement de deux types : l'interaction "dipôle axial" D_{I2} et l'interaction "spin-orbite" $M_{I2} \equiv L \cdot S$.

Si l'on néglige, en première approximation, l'interaction "dipôle axial" D_{I2} , le couplage "spin-orbite" subsiste seulement ; or M_{I2} commute avec $\vec{L}^2$ il en résulte que L reste encore une constante du mouvement et que l'espèce nucléaire comprend un seul type de configuration défini par J, et L. En fait le couplage D_{I2} semble intervenir en petites proportions et produit un mélange L et $L \pm 2$ généralement faible : Le type de configurations (J,L) est le plus important, il peut être mélangé avec des types tels que (J, $L \pm 2$) en petites proportions. Par exemple, l'état fondamental du Deutéron est en première approximation un mélange d'états $^3S_1$ (96 %) et $^3D_1$ (4 %), de même l'hélium ^4He est en première

* Notons que l'on suppose que toutes ces interactions s'effectuent entre seulement deux nucléons et que l'on connaît peu les interactions entre plusieurs nucléons.

approximation un mélange d'états $^1S_0$ (96 %) et $^5D_0$ (4 %), en outre ^4_2He doit contenir une plus petite proportion d'état $^3P_0$ qu'on négligera. [N.F. p. 355] .

Si l'on considère parmi toutes les configurations possibles le type principal (J,L), il faut noter que ce type définit en outre un ensemble de configurations différant par des nombres quantiques internes tels que L_p (moment orbital des protons), L_n (moment orbital des neutrons), M (caractérisant l'orientation de J). Cette remarque a son importance aussi bien pour l'étude du caractère des désintégrations (où l'on aura à considérer les transitions partielles (JLM) $\rightarrow$ (J'L'M')), que pour l'étude des moments magnétiques et des moments quadrupolaires électriques nucléaires.

En résumé : Une espèce nucléaire ou "nuclide" dans un état stationnaire (énergie bien définie), caractérisée par J et la parité de sa fonction propre peut exister dans différentes configurations et l'on peut faire correspondre à chacune d'elle une probabilité qui représente son poids statistique dans l'espèce nucléaire.

Dans une première approximation, on se place dans le domaine non relativiste : la parité de la fonction propre est alors équivalente à la parité du nombre quantique L. L'on peut définir ainsi deux ensembles de configurations, l'un prépondérant caractérisé par J et la parité de L, l'autre beaucoup moins important caractérisé par J et la parité opposée de L. L'espèce nucléaire considérée a donc une très faible probabilité de se trouver dans l'ensemble défini par J et la parité opposée de L. A l'intérieur de l'ensemble principal, l'on peut définir encore un sous-ensemble principal (J,L) obtenu en négligeant les interactions nucléaires non centrales du type D_{I2} . Pratiquement, on ne considérera que le sous-ensemble (JL) d'une espèce nucléaire, et les sous-ensembles voisins (J, $L \pm 2$).

$$\begin{array}{ccc} & x & \\ x & & x \end{array}$$

On détermine ce sous-ensemble principal (J,L) à partir du schéma des couches nucléaires ; toutefois ce sous-ensemble dépend non seulement de l'ordre de ces couches, mais encore des hypothèses effectuées pour construire le noyau étudié. L'ordre des couches

nucléaires n'est pas encore établi d'une façon certaine et varie suivant les auteurs (Tableau IV) ; les hypothèses de construction des noyaux sont encore plus incertaines ; l'étude théorique rencontrant des difficultés jusqu'ici insurmontées, on utilisera une méthode empirique et on opérera par approximations successives. Pour analyser la structure des noyaux l'on dispose de plusieurs renseignements expérimentaux : tout d'abord des propriétés nucléaires "dynamiques" telles que les caractères des désintégrations β , ensuite des propriétés "statiques" telles que les valeurs du moment angulaire total J , du moment magnétique μ et du moment quadrupolaire électrique Q . Ce présent travail étant centré sur la désintégration β je n'étudierai pas ici la comparaison des valeurs expérimentales μ et Q avec le modèle "quasi-atomique" ; par contre l'étude des caractères des désintégrations β sera abordée dans les chapitres suivants.

B - REGLES GENERALES POUR OBTENIR LES CONFIGURATIONS PRINCIPALES.

Je terminerai ce chapitre sur la structure du noyau en essayant de préciser quelques règles générales pour construire les noyaux ; ces règles sont déduites du principe d'exclusion de Pauli et des hypothèses précédentes sur le modèle "quasi-atomique".

Caractérisons π un nucléon d'un noyau par l'ensemble de nombres quantiques suivant : (N, l) , indiquant la couche sur laquelle il se trouve (par exemple $1s, 4f$, etc...) ; m_l , indiquant le niveau de la couche l auquel il appartient ; τ_3 , valeur propre de la variable dichotomique correspondant à l'opérateur charge ($\tau_3 = +1$ pour un neutron, $\tau_3 = -1$ pour un proton) ; σ_3 , valeur propre de la variable dichotomique correspondant à l'opérateur spin σ_2 ($\sigma_3 = \mp 1$ pour un nucléon dans un état de spin $S_2 = \mp \hbar/2$).

Un niveau (N, l, m_l) d'après le principe de Pauli peut être occupé au maximum par 4 nucléons ($\sigma_3 = \pm 1, \tau_3 = \pm 1$) : deux

* J'ai utilisé dans ce paragraphe les notations du Professeur Rosenfeld, cf. N.F. Ch. IV.

neutrons et deux protons dans des états antisymétriques de spin. C'est l'extension au noyau du cas bien connu de l'atome pour lequel une "case quantique" comprend au plus 2 électrons dans un état antisymétrique de spin : $S = 0$.

On distinguera dans un noyau une première partie complètement saturée et une seconde partie en cours de construction et donc non saturée. La première structure saturée que nous désignerons par le symbole $[0]$ comprend des paires de nucléons dans des états antisymétriques de spin, le spin total de l'ensemble étant nul ($S_n = S_p = 0$), de même que le moment orbital des neutrons et des protons, ($L_n = L_p = 0$) ; d'où évidemment $J = 0$. La seconde structure non saturée est caractérisée par les nombres quantiques J, L, S qui sont précisément ceux de l'ensemble du noyau ; cette seconde structure peut être formée soit par un, deux, ou plusieurs nucléons :

Modèle équivalent à un nucléon : $[0 + 1]$.

L'ensemble du noyau est alors équivalent, au point de vue des nombres quantiques et des fonctions propres non radiales, à un seul nucléon : c'est le cas des noyaux $4n + 1$ pour les noyaux légers ; citons ^5He , ^5Li , ^9Be , ^9B . Pour les noyaux plus lourds la partie saturée n'est plus nécessairement de la forme $4n$ par suite de la présence des paires de "neutrons de stabilité" : citons ^{23}Ca qui semble être le premier nuclide de cette sorte, ^{45}Ca , ^{45}Sc .

La configuration prépondérante des nuclides appartenant à cette catégorie est un état ^2L_J (d'après la notation spectroscopique) correspondant à $J = L \pm \frac{1}{2}$; d'autres configurations telles que $J = (L+1) - \frac{1}{2}$, $J = (L-1) + \frac{1}{2}$, peuvent exister en petites proportions. J'ai rassemblé dans le tableau V quelques nuclides légers de cette catégorie pour lesquels on a indiqué la valeur expérimentale de J et de leur moment magnétique μ_{exp} ainsi que la valeur μ_c calculée d'après le modèle précédent : en général on n'a pas un état doublet pur, mais il faut y ajouter une proportion d'état quartet de même parité ($L \pm 2$) ; dans cet état quartet d'ailleurs la partie non saturée n'est plus équivalente à un modèle à un seul nucléon, mais à trois nucléons.

Modèle équivalent à deux nucléons : $[0 + 2]$.

Lorsque la fraction non saturée du noyau est formée de deux nucléons, on peut comparer la structure du noyau à celle de deux nucléons ; seules les fonctions radiales diffèrent essentiellement. On sait que la fonction d'onde d'un système de deux nucléons est antisymétrique par rapport aux deux particules d'après le principe d'exclusion de Pauli : il en résulte que le produit des permutations des coordonnées d'espace, de spin et de charge est impair d'où $P(L)P(S)P(T) = -1$. Pour le deutéron, par exemple dans l'état fondamental, la fonction de charge est antisymétrique $P(T) = -1$; la fonction de spin est symétrique $P(S) = 1$; la fonction d'espace est donc symétrique, d'où avec l'approximation non relativiste utilisée, L est pair, et l'état fondamental comprend un mélange des configurations ${}^3S_1 + {}^3D_1$. Pour un ensemble de deux nucléons semblables, $P(S) = -1$ et $P(T) = 1$ d'où également, en première approximation, L est pair.

Les nuclides qui peuvent être ainsi étudiés sont ceux de la forme $4n + 2$ pour Z petit ; la partie saturée est alors de la forme $4n$; citons ${}^2D$, ${}^6Li$, ${}^{10}B$, ${}^{14}N$, ${}^{22}Na$. Lorsque Z augmente des paires de neutrons interviennent pour compenser la répulsion coulombienne des protons et la fraction saturée devient différente de $4n$, comme dans le cas du modèle à un seul nucléon.

Nous avons rassemblé dans le Tableau VI quelques nuclides légers, appartenant à cette catégorie : L est toujours pair et l'on a des états S , D ou G . Une espèce nucléaire de cette catégorie est en première approximation formée d'un mélange de deux configurations : $({}^3S_1 + {}^3D_1)$ pour le deutéron, pour ${}^6Li$; $({}^3D_1 + {}^3G_3)$ pour ${}^{22}Na$..., en outre les nuclides constitués par un nombre pair de protons et un nombre pair de neutrons semblent tous posséder, dans leur état fondamental, une structure saturée, $J=L=S=0$, on ne connaît pas d'exception à cette règle.

Modèle équivalent à trois nucléons : $[0 + 3]$.

On a vu que les noyaux de la catégorie $[0+1]$, dont la multiplicité de spin est égale à deux, pouvaient posséder également la configuration d'un quartet (multiplicité de spin égale à 4, c'est-à-dire $S = 3/2$) dans laquelle la partie non saturée est formée de

trois nucléons ; toutefois lorsque la fraction non saturée est formée de 3 nucléons, on n'a pas nécessairement un état quartet, le spin peut aussi être égal à $1/2$ et on a un état doublet.

Les nombres quantiques de moment orbital L_n des neutrons, L_p des protons, L de l'ensemble des nucléons peuvent prendre différentes valeurs et les configurations ne sont plus aussi simples que dans les cas du modèle à un ou deux nucléons. On peut distinguer deux types d'espèces nucléaires appartenant à cette catégorie $[0 + 3]$, l'un formé pour la fraction non saturée de 2 protons et un neutron, l'autre d'un proton et deux neutrons ; on peut pour un tel ensemble $[0 + 3]$ appliquer les résultats [N.F. p.290] de l'étude du système de trois nucléons, sauf en ce qui concerne la fonction propre radiale. Ce système peut être représenté comme la combinaison d'un deutéron et d'un nucléon (neutron ou proton) dans un état doublet ou quartet ; l'état doublet $S = \frac{1}{2}$ est schématisé fig. 7a ; l'état quartet $S = \frac{3}{2}$ fig. 7b, dans ce dernier état les deux nucléons semblables ne peuvent occuper le même niveau d'après le principe d'exclusion de Pauli ; en outre en ce qui concerne le sous-ensemble deutéron on supposera qu'on peut appliquer les résultats obtenus pour un système de deux nucléons : en première approximation, le nombre quantique de moment orbital "partiel" du sous-ensemble deutéron est alors pair, $l_D = 0, 2, 4, \dots$ et il en résulte que la parité du nombre quantique L de moment orbital total pour l'ensemble des trois nucléons, ou encore du système $[0 + 3]$, est donnée par la parité de la couche à laquelle appartient le troisième nucléon. Cette règle ne semble pas se trouver en contradiction avec l'expérience.

Le système $[0 + 3]$ dans l'état doublet peut aussi être représenté par la combinaison d'un sous-ensemble formé de deux nucléons semblables et d'un troisième nucléon, neutron ou proton ; le sous-ensemble des deux nucléons semblables se trouve dans un état singulet antisymétrique de spin, $S = 0$ et la parité du nombre quantique de moment orbital partiel de ce sous-ensemble est également en première approximation pair ; il en résulte que dans l'état doublet, la parité de L est donnée par la parité de la couche à laquelle appartiennent les trois nucléons (cette règle n'est pas différente de la règle plus générale précédente).

Cette représentation à l'aide d'un sous-ensemble de deux nucléons semblables convient dans l'étude du moment magnétique orbital ; au contraire, la représentation à l'aide d'un sous-ensemble formé par un deutéron convient dans la description des états stationnaires d'énergie. Dans l'étude des transitions β , il est utile de déterminer le nombre quantique L pour l'ensemble du noyau, et on peut utiliser l'une ou l'autre des représentations précédentes.

On a résumé, dans le tableau VII les renseignements concernant les nuclides légers de cette catégorie $[0 + 3]$; on a utilisé la dernière représentation à l'aide du sous-ensemble de 2 nucléons semblables dans les états doublets de spin, et on a comparé les schémas ainsi obtenus avec les valeurs expérimentales des moments magnétiques nucléaires. Pour tenir compte des nombres quantiques internes on a utilisé la notation $(S_1 L_1 \quad S_2 L_2)$: L_1 étant le nombre quantique de moment orbital du sous ensemble, S_1 sa multiplicité de spin ; L_2 et S_2 correspondant au troisième nucléon.

x
x x

La fraction non saturée du noyau peut encore être plus importante et comprendre plus de trois nucléons, toutefois, il semble que ce cas soit peu fréquent pour les nuclides légers ; c'est le cas probablement du ^{40}K pour lequel $J=4$, la fraction non saturée appartiendrait alors aux 2 couches nucléaires 3d et 4f et le moment magnétique nucléaire pourrait s'interpréter par un mélange ($^3\text{F}_4 + ^3\text{H}_4$). Pour les nuclides plus lourds il est vraisemblable que ces sous-ensembles non saturés importants soient plus fréquents ; toutefois il est difficile de préciser le cas des noyaux lourds avant de mieux connaître les règles d'édification des noyaux plus légers.

En ce qui concerne le caractère des transitions β il nous suffira de connaître les nombres quantiques J et L ; les hypothèses et les règles que nous venons d'indiquer nous montrent que l'on peut définir pour la plupart des noyaux légers une ou deux configurations prépondérantes (J, L) et $(J, L \pm 2)$.

IV - SUR LA THEORIE DE LA DESINTEGRATION β .

4/I - INTRODUCTION -

Les hypothèses sur la structure nucléaire que l'on vient d'introduire peuvent être appliquées à l'étude de la désintégration β , mais il faut que la théorie tienne compte des nombres quantiques J, L, caractérisant les configurations définies précédemment. Or la théorie actuelle fait intervenir seulement le nombre quantique J et la parité de la fonction propre du "noyau" ; il faut donc développer la théorie de façon à introduire les hypothèses nouvelles. Si l'on peut introduire dans les formules donnant les probabilités de transition les nombres quantiques J et L caractérisant les configurations principales, on pourra alors comparer les probabilités et la structure des niveaux nucléaires intervenant dans la transition.

En outre, comme on le montre plus loin, un test quantitatif précis de la théorie de la désintégration β est fourni par l'étude du rapport d'embranchement capture K - émission β^+ ; on a donc pour prévoir la valeur de ce rapport, à déterminer les probabilités de transition s'effectuant soit par capture K soit par émission β^+ .

On établit d'abord les formules des probabilités de transitions par émission β et capture K sous une forme permettant une discussion aisée sur les nombres quantiques J et L des niveaux nucléaires. Cette discussion m'amène à formuler pour les transitions permises et interdites de nouvelles règles de sélection, à la fois plus précises et plus générales que celles de Gamow-Teller. Enfin, on analyse les termes qui interviennent dans les éléments de matrice nucléaire des probabilités de transition, on indique comment la partie purement radiale de cet élément de matrice est une grandeur susceptible de fournir, sur les caractères et la structure des niveaux nucléaires de transition β , des renseignements plus précis que ceux obtenus à partir du produit ($\int \psi^* \psi$) de Konopinski [KI] .

x
x x

Pour effectuer cette étude, rappelons rapidement les notations et le formalisme de la théorie générale de la désintégration d'autant plus qu'il varie suivant les différents auteurs.

4/2 - RAPPEL DES HYPOTHESES ET DU FORMALISME GENERAL DE LA THEORIE CLASSIQUE DE LA DESINTEGRATION β . -

A - UNITES.

On utilise le système d'unités universelles relativistes ; les unités de ce système sont :

m_0 : masse au repos de l'électron

C : vitesse de la lumière

h : constante de Planck divisée par 2π

Dans ce système, l'unité de longueur est la longueur d'onde Compton $\frac{h}{m_0 C} = 3,85 \times 10^{-11}$ Cm et l'unité de temps $\frac{h}{m_0 C^2} = 1,28 \times 10^{-21}$ s. Remarquons qu'il existe aussi un système d'unités universelles atomiques d'Hartree, dont les unités sont m_0 , e : charge de l'électron en valeur absolue et h .

B- FORMULES GENERALES.

On les déduit de la théorie des perturbations $[H_2]$. Si H représente l'hamiltonien de perturbation, petit par rapport à l'hamiltonien du système non perturbé, la probabilité P par unité de temps d'une transition directe d'un état i à un état f peut s'écrire :

$$(41) \quad P = 2\pi |H_{if}|^2$$

$$(42) \quad \text{avec} \quad H_{if} = \int \psi_f^* H \psi_i d\tau$$

dans laquelle ψ_i et ψ_f sont les fonctions propres caractérisant respectivement l'état i et l'état f , normées par intervalle d'énergie ΔE . On suppose en outre pour établir la formule (41) que la transition s'effectue dans un temps Δt petit mais beaucoup plus grand que h/E_0 , soit $\simeq 10^{-21}$ s pour 1 Mev ; enfin l'intégration

(42) est effectuée sur les coordonnées d'espace et de spin, dans le volume dans lequel le système évolue.

Cas de la désintégration β : émission β .

La probabilité de transition, d'un noyau initial caractérisé par Ψ_i à un noyau final caractérisé par Ψ_f , avec émission d'un couple de leptons (électron et neutrino) dont l'électron a une énergie comprise entre ξ et $\xi + d\xi$ s'écrit d'après (41)

$$(43) \quad P(\xi) d\xi = 2\pi |H_{if}|^2 d\xi$$

Cas de la désintégration β : capture d'électrons.

L'électron orbital est capturé dans un état d'énergie discret et sa fonction propre appartient au spectre discontinu ; le neutrino est émis avec une énergie bien déterminée et sa fonction propre appartient au spectre continu.

C - HAMILTONIEN D'INTERACTION NUCLEON-LEPTON.

L'hamiltonien de perturbation H est précisément l'hamiltonien d'interaction nucléon-lepton ; sa forme générale [FI, KI, B5] peut s'écrire :

$$(44) \quad H \equiv g \left[(\psi^* \Omega \varphi) Q \Omega + (\psi^* \Omega \varphi)^* Q^\dagger \Omega^\dagger \right]$$

avec g : constante de Fermi,

ψ, φ : fonctions propres de l'électron et du neutrino d'après la théorie de Dirac,

Ω : Opérateur invariant de la théorie de Dirac,

Q : opérateur transformant un neutron en proton, $Q \equiv \begin{pmatrix} 00 \\ 10 \end{pmatrix}$,

$Q^\dagger$: opérateur transformant un proton en neutron, $Q^\dagger \equiv \begin{pmatrix} 01 \\ 00 \end{pmatrix}$.

Le premier terme de (44) comprenant Q s'applique au cas de l'émission β^- , le second terme au cas de la capture K ou de l'émission β^+ ; au lieu de ce second terme on emploie la forme équivalente :

$$(45) \quad (\psi^* \Omega \varphi) Q^\dagger \Omega$$

La probabilité de transition β compte tenu de (41), (43) et (45) s'écrit donc :

$$(46) \quad P(\xi) d\xi = 2\pi g^2 \left| \sum_i \left((\psi_i^* \Omega Q \Psi_i) (\psi^* \Omega \varphi)_0 \right) \right|^2 d\xi$$

Q_k caractérise l'opérateur de transition neutron $\rightleftharpoons$ proton pour le $k^{\text{ème}}$ nucléon et l'on doit sommer en principe sur tous les nucléons ; les fonctions propres ψ et φ sont à évaluer à l'endroit où le $k^{\text{ème}}$ nucléon se transforme, toutefois comme on ne connaît pas les valeurs de ces fonctions à l'intérieur du noyau on convient généralement de les prendre à la surface du noyau pour $r = R$: soit alors $(\psi^* \Omega \varphi)_R$ cette valeur. Dans la suite pour simplifier l'écriture on omettra Q_k et $\sum_k$ d'où :

$$(47) \quad P(\varepsilon) d\varepsilon = 2\pi g^2 \left| \int_{\mathcal{V}} (\psi_f^* \Omega \psi_i) (\psi^* \Omega \varphi)_R d\tau \right|^2 d\varepsilon$$

l'intégrale portant sur toutes les variables d'espace et de spin est à effectuer dans le volume nucléaire $\mathcal{V}$.

Selon la théorie de Dirac, il existe 5 types d'opérateurs (scalaire, vectoriel, tensoriel, pseudo-vectoriel, pseudo-scalaire) à partir desquels on peut construire 5 formes d'invariants construits à partir des fonctions propres ψ_i, ψ_f , et ψ, φ . Les termes sous le signe $\int$ de la formule (47) peuvent s'écrire pour ces cinq types d'opérateur :

$$(48) \quad \begin{cases} S \equiv (\psi_f^* \beta \psi_i) (\psi^* \beta \varphi) \\ V \equiv (\psi_f^* \psi_i) (\psi^* \varphi) - (\psi_f^* \vec{\alpha} \psi_i) (\psi^* \vec{\alpha} \varphi) \\ T \equiv (\psi_f^* \beta \vec{\sigma} \psi_i) (\psi^* \beta \vec{\sigma} \varphi) + (\psi_f^* \beta \vec{\alpha} \psi_i) (\psi^* \beta \vec{\alpha} \varphi) \\ A \equiv (\psi_f^* \vec{\sigma} \psi_i) (\psi^* \vec{\sigma} \varphi) - (\psi_f^* \vec{\sigma} \psi_i) (\psi^* \vec{\sigma} \varphi) \\ P \equiv \underbrace{(\psi_f^* \beta \vec{\sigma} \psi_i) (\psi^* \beta \vec{\sigma} \varphi)}_{\text{"grands termes"}} - \underbrace{(\psi_f^* \beta \vec{\sigma} \psi_i) (\psi^* \beta \vec{\sigma} \varphi)}_{\text{"petits termes"}} \end{cases}$$

L'invariant le plus général est une combinaison linéaire des 5 invariants S, V, T, A, P ; toutefois il semble [KI] qu'en première approximation seule la forme tensorielle, $(\beta \vec{\sigma} + \beta \vec{\alpha})$ en notation symbolique, donne des résultats en bon accord avec l'expérience. J'ai donc effectué les calculs avec cette interaction et les résultats satisfaisants que j'ai obtenus constituent une indication supplémentaire en faveur de ce type d'interaction.

D - MATRICES DE LA THEORIE DE DIRAC.

La forme précise des matrices $\beta, \vec{\alpha}, \vec{\sigma}, \gamma_5$ est indiquée dans l'appendice I.

E - FONCTIONS PROPRES DES LEPTONS.

La désintégration β du point de vue physique est essentiellement dans le cas de l'émission β une transition neutron $\rightleftharpoons$ proton avec émission d'un électron et "très probablement" d'un neutrino ; dans le cas de la capture d'électrons c'est essentiellement une transition proton $\rightarrow$ neutron avec également émission très probable d'un neutrino. Du point de vue formel, on peut dire, par analogie avec la " théorie des trous " de Dirac, que d'une part l'émission β^+ correspond à la capture d'un électron négatif dans un " état d'énergie négative " et à l'émission d'un neutrino d'énergie positive ; d'autre part l'émission β^- correspond à l'émission d'un électron négatif dans un état d'énergie positive, et à la capture d'un neutrino dans un " état d'énergie négative ". Ces énoncés consistent à remplacer l'émission de deux particules par une seule création et une capture, le formalisme est simplifié et les idées physiques ne sont pas modifiées. En outre, il résulte de la symétrie entre les charges positives et négatives qu'on peut dans le cas de l'émission β^+ par exemple utiliser des solutions à énergie positive pour l'électron et des solutions à énergie négative pour le neutrino ; on adopte cette convention dans nos calculs, l'émission β^+ se traite alors formellement comme l'émission β^- , la seule différence consiste à utiliser pour la partie radiale de la fonction propre celle correspondant à l'électron négatif ou positif.

Pour l'émission β , l'élément de matrice des leptons

$$(49) \quad (\psi^* \Omega \psi)_R \quad \text{de la formule (47) s'écrit donc :} \quad (\psi^*_+ \Omega \psi_-)_R ;$$

ψ_+, ψ_- sont les fonctions d'onde de l'électron et du neutrino appartenant au spectre continu et normées par intervalle d'énergie.

On sait que si ψ_+ est une solution correspondant à l'énergie $+E$, la solution pour l'énergie $-E$ s'écrit d'après la théorie de Dirac :

$$(4-10) \quad \psi_-^* = C \psi_+ \quad \text{avec} \quad C \equiv \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & -1 \end{pmatrix} = i\beta\alpha_2 ; \text{ d'où (49) devient :}$$

$$\psi_+^* \Omega \psi_- = \psi_+^* \Omega C^* \psi_+ = (\psi_+ \Omega^* C \psi_+)^*$$

Pratiquement, il revient au même de considérer la forme conjuguée $\psi_+^* \Omega^* C \psi_+$; (47) s'écrit finalement :

$$(4-II) \quad P(\varepsilon) = 2\pi g^2 \left| \int_{\pi} (\psi_f^* \Omega \psi_i) (\psi_+^* \Omega^* C \psi_+)_{\mathcal{R}} d\tau \right|^2$$

Pour la capture d'électrons, il y a capture d'un électron dans un état stationnaire et émission d'un neutrino dans un état d'énergie positive. Les équations (4I) et (42) en tenant compte de (45) et (47) s'écrivent donc :

$$(4-I2) \quad P = 2\pi g^2 \left| \int_{\pi} (\psi_f^* \Omega \psi_i) (\psi^* \Omega \psi_+)_{\mathcal{R}} d\tau \right|^2$$

La forme précise des fonctions propres des leptons est donnée dans l'Appendice II.

4/3 - REMARQUES GENERALES SUR LE CALCUL DES PROBABILITES DE TRANSITIONS β .-

A - PARTIE PRINCIPALE DE LA PROBABILITE DE LA TRANSITION $JLM \rightarrow J'L'M'$.

Les transitions β s'effectuent entre états stationnaires appartenant à deux espèces nucléaires distinctes ; par exemple, la transition entre le niveau fondamental du nuclide ${}^7\text{Be}$ et le niveau fondamental du nuclide ${}^7\text{Li}$. Chaque état stationnaire comprend plusieurs configurations dont chacune, comme on l'a vu, peut être caractérisée par un ensemble de nombres quantiques (J, L, S, M, ..) ; on ne tient pas compte des nombres quantiques internes tels que L_n et L_p (Moment orbital des neutrons et protons) qui n'interviennent pas dans la désintégration β , on introduit par contre M, caractérisant l'orientation du vecteur J ; M varie de +J à -J et comprend (2J+1) valeurs. Parmi ces nombres quantiques, J et la parité de L déterminent, en première approximation, l'énergie de l'état stationnaire ; les noyaux composant cet état peuvent en effet différer par certains nombres quantiques mais possèdent en première approximation même J et même parité de L. Pour l'étude des caractères des transitions on classe des noyaux d'une espèce nucléaire dans un état stationnaire

re suivant les valeurs de L et M, chaque classe possède donc les mêmes valeurs de J, L et M ; on parlera des ensembles de noyaux caractérisés par la configuration (J, L) et des sous-ensembles caractérisés par (J, L, M). Par exemple, l'espèce nucléaire ^{22}Na est formée (Tableau VI) en première approximation des configurations $^3\text{D}_3$ et $^3\text{G}_3$, chacune d'elles comprenant 7 sous-ensembles, M variant de -3 à +3.

Il résulte de ceci que la probabilité réelle de transition entre deux états stationnaires comprend une somme de probabilités partielles, chacune d'elle étant associée aux transitions partielles $(\text{JLM}) \rightarrow (\text{J}'\text{L}'\text{M}')$.

Le calcul de la probabilité de la transition partielle $(\text{JLM}) \rightarrow (\text{J}'\text{L}'\text{M}')$ s'effectue à partir des formules générales (4-II) et (4-I2) pour l'émission β et la capture d'électrons.

Emission β .

La transition $(\text{JLM}) \rightarrow (\text{J}'\text{L}'\text{M}')$ s'accompagne de l'émission d'un électron et d'un neutrino dans des états caractérisés respectivement par les nombres quantiques (j_1, m_1) et (j_2, m_2) ; la formule (4-II) correspond à une transition avec émission d'un électron dans un état (j_1, m_1) , d'énergie comprise entre ξ et $\xi + d\xi$, avec émission d'un neutrino (j_2, m_2) ; on obtient la probabilité totale de la transition $(\text{JLM}) \rightarrow (\text{J}'\text{L}'\text{M}')$ en effectuant la somme sur tous les états (j_1, m_1) , (j_2, m_2) compatibles avec cette transition :

$$(4\text{-I3}) \quad P(\xi) = 2\pi g^2 \sum_{j_1, m_1} \sum_{j_2, m_2} \left| \int \left[\psi^*(\text{J}'\text{L}'\text{M}') - \psi(\text{JLM}) \right] \left[\psi(j_1, m_1) - \psi^*(j_2, m_2) \right] d\tau \right|^2$$

Cette sommation est faite en tenant compte du principe classique de conservation du moment angulaire total :

$$(4\text{-I4}) \quad \vec{J} - \vec{J}' = \vec{j}_1 + \vec{j}_2$$

$$(4\text{-I5}) \quad M - M' = m_1 + m_2$$

Il n'est pas possible de donner une telle relation pour les vecteurs $\vec{J}$, puisque les leptons appartenant au domaine relativiste l_1 et l_2 ne sont pas de bons nombres quantiques. Les valeurs de j_1 et j_2 sont déduites de l'égalité vectorielle (4-I4) : ce sont celles pour lesquelles $j_1 + j_2$ appartient à la suite $(J + J') \dots (J - J')$; toutefois lorsque $|J - J'| = \Delta J = 0$, $j_1 + j_2$ ne peut prendre cette

valeur 0, puisque la valeur minimum de j_1 ou j_2 est $\frac{1}{2}$. Pratiquement d'ailleurs on n'aura pas à considérer toutes les valeurs possibles de j_1 et j_2 : en effet (Appendice II) les fonctions radiales de l'électron et du neutrino intervenant dans (4-I3) diminuent rapidement quand j augmente, l'ordre de grandeur étant donné par j_1 ou j_2 ; il suffira de considérer les termes correspondant au plus aux deux valeurs minima de $j_1 + j_2$. Pour $J = 0$, ces valeurs minima sont $j_1 + j_2 = 1, 2, \dots$; pour $J = 1$, ce sont également $j_1 + j_2 = 1, 2, \dots$ pour $J = n$ ce sont $j_1 + j_2 = n, n + 1, \dots$: c'est la règle bien connue en désintégration β , à savoir que la probabilité de la transition diminue quand ΔJ augmente, on peut dire que la transition devient de moins en moins probable ou encore de plus en plus "interdite". On discutera plus loin les relations correspondant aux nombres quantiques magnétiques m et M .

Capture d'électrons.

L'étude est analogue mais plus simple. La formule (4-I3) est remplacée par :

$$(4-I6) \quad P_c = 2\pi g^2 \sum_{j_1, m_1} \sum_{j_2, m_2} \left| \int \frac{1}{r} \left[\psi^*(j_1', m_1') \Omega \psi(j_1, m_1) \right] \left[\psi^*(j_2, m_2) \Omega \varphi_+(j_2, m_2) \right] d\tau \right|^2$$

Les égalités (4-I4) et (4-I5) deviennent dans le cas de la capture :

$$(4-I7) \quad \vec{J} - \vec{J}' = \vec{j}_2 - \vec{j}_1 ;$$

$$(4-I8) \quad M - M' = m_2 - m_1 .$$

Les relations entre les nombres quantiques j dépendent de l'électron capturé et de ΔJ ; on a résumé dans le Tableau VIII les valeurs minima de j_2 pour les captures K et L, ces valeurs correspondent aux termes principaux de la probabilité de transition.

B - DISCUSSION SUR LES NOMBRES QUANTIQUES MAGNETIQUES m et M .

B/I - Règle de calcul concernant les nombres quantiques magnétiques M .

La probabilité de la transition $(JL) \rightarrow (J'L')$ est la même quelle que soit la valeur du nombre quantique magnétique M , à condition de sommer sur toutes les valeurs du nombre quantique M' ; c'est

dire encore que la probabilité :

$$(4-19) \quad P = \sum_{M'} P [(JLM) \rightarrow (J'L'M')]$$

est indépendante de M.

Cette règle est bien connue en physique atomique et a été pour la première fois énoncée par Marshak [M2] en physique nucléaire. Elle a été démontrée dans le cas des transitions permises par S.R. de Groot, H.A. Tolhoek, R. Nataf et moi-même [BIO] et dans le cas des transitions interdites, lorsque l'opérateur d'interaction est un tenseur d'ordre quelconque, par S.R. de Groot et H.A. Tolhoek [G5]. On peut a priori s'attendre à une telle règle qui peut être envisagée comme une conséquence immédiate de l'invariance de l'hamiltonien du système dans les rotations de l'espace, puisque cette règle exprime que la probabilité totale $P(JL \rightarrow J'L')$ est indépendante de l'orientation de $\vec{J}$, vecteur moment angulaire total.

B/2 - Règle des sommes.

Si P représente la probabilité totale de la transition $(JL) \rightarrow (J'L')$, P' celle de la transition formelle inverse $(J'L') \rightarrow (JL)$, il existe entre P et P' la relation suivante :

$$(4-20) \quad P = \frac{2J'+1}{2J+1} P'$$

Cette règle est également bien connue en physique atomique sous le nom de " règle des sommes d'Ornstein-Burger " et a été aussi introduite par Marshak [M2] et démontrée par de Groot, Tolhoek, Nataf et moi-même [G5].

Soit en effet le cas général d'un opérateur quelconque Ω , P peut s'écrire d'après (42) et (4-19) :

$$(4-21) \quad P = \sum_{M'} \left| \int \Psi^* (J'L'M') \mathcal{H} \Psi (JLM) d\tau \right|^2 = \sum_{M'} |\mathcal{H}_{if}|^2$$

l'intégration est symbolique et comprend toute intégration et sommation ; nous avons fait entrer tous les termes constants dans l'opérateur $\mathcal{H}$; (4-21) étant indépendant de M peut s'écrire :

$$(4-22) \quad P = \frac{1}{2J+1} \sum_M \sum_{M'} |\mathcal{H}_{if}|^2$$

De même P' correspondant à la transition formelle $(J'L') \rightarrow (JL)$ peut s'écrire :

$$(4-23) \quad P' = \sum_M |\mathcal{H}_{fi}|^2 = \frac{1}{2J'+1} \sum_{M'} \sum_M |\mathcal{H}_{fi}|^2$$

Comme les opérateurs de la mécanique quantique sont hermitiens $|\mathcal{H}_{fi}|^2 = |\mathcal{H}_{if}|^2$ et d'après (4-22) et (4-23) on obtient la relation $P \cdot (2J+1) = P' \cdot (2J'+1)$; c'est la relation (4-20).

B/3 - Conséquences de ces règles.

A partir des formules (4-I3) et (4-I6) donnant les probabilités de la transition $(JLM) \rightarrow (J'L'M')$, on obtient aisément la probabilité de la transition $(JL) \rightarrow (J'L')$ en tenant compte de la règle B1 :

Emission β :

$$(4-24) \quad P(\epsilon) = 2\pi g^2 \sum_{M'} \sum_{j_1 m_1} \left| \int_{-\infty}^{\infty} [\psi^*(J'L'M') \Omega \psi(JLM)] [\psi_{+}(j_1 m_1) \Omega^* \psi_{+}(j_2 m_2)] dt \right|^2$$

Capture d'électrons :

$$(4-25) \quad P_c = 2\pi g^2 \sum_{M'} \sum_{j_1 m_1} \left| \int_{-\infty}^{\infty} [\psi^*(J'L'M') \Omega \psi(JLM)] [\psi^*(j_1 m_1) \Omega \psi_{+}(j_2 m_2)] dt \right|^2$$

La règle B1 permet en outre de choisir la valeur de M qui mène aux calculs les plus simples :

Choix de la valeur de M : Emission β .

a) Lorsque $J > J'$, $\Delta J = n$, on a vu que le terme principal de la probabilité de transition était obtenu pour $j_1 + j_2 = n$, le choix de $M = J$ simplifie le calcul de ce terme et d'après l'égalité (4-I5) la seule valeur possible de M' est $M' = J'$. Le terme suivant, d'ordre inférieur, est associé à $j_1 + j_2 = n + 1$ et à $M' = J' - 1$ pour le même choix de $M = J$; pratiquement on se limitera à $M' = J'$.

La probabilité totale $P[(JL) \rightarrow (J'L')]$ est donc, lorsque $J > J'$, en première approximation égale à $P[(J, L, M = J) \rightarrow (J', L', M' = J')]$ correspondant aux sous-ensembles pour lesquels le moment angulaire total $\vec{J}$ est parallèle à oz ($M = J$) -

b) Lorsque $J < J'$ on se ramène au cas précédent en appliquant la relation $P = \frac{2J'+1}{2J+1} P'$.

c) Lorsque $J = J'$, $\Delta J = 0$, $j_I + j_2 = I, 2$; et si l'on choisit encore $M = J$, on pourra se limiter aux deux termes correspondant à $j_I + j_2 = I$: $M' = J'$ et $M' = J' - I$.

Choix de la valeur de M : capture d'électrons.

a) $J > J'$, $\Delta J = n$.

Capture K, L_I , L_{II} . (Cf. Tableau VIII). Le terme principal correspond à la plus petite valeur possible $j_2 = n - \frac{I}{2}$ et on se limitera à ce terme. Le choix de $M = J$ simplifie également le calcul : la seule valeur possible compatible avec $M - M' = m_2 - m_I$ est $M' = J'$.

Remarquons que la probabilité de capture d'un électron $m_I = + \frac{I}{2}$ est en général différente de celle d'un électron $m_I = - \frac{I}{2}$; pour $m_I = - \frac{I}{2}$ la valeur maximum de $m_2 - m_I$ associée au terme principal $j_I + j_2 = n$ ($j_2 = n - \frac{I}{2}$) est précisément n compatible avec la valeur minimum $M - M' = n$; pour $m_I = + \frac{I}{2}$ au contraire la valeur maximum de ($m_2 - m_I$) n'est égale à " n " que pour $j_2 = n + \frac{I}{2}$ ($j_I + j_2 = n + I$) et la probabilité correspondante est un ordre de grandeur plus petit, puisque les fonctions radiales du neutrino sont proportionnelles à $(qr)^{j^2}$; il en résulte que $P(m_I = + \frac{I}{2}) \equiv P^+$ et $P(m_I = - \frac{I}{2}) \equiv P^-$ ont en général des valeurs différentes.

Capture L_{III} -

Si $\Delta J > I$, $j_2 = n - \frac{3}{2}$ d'après le Tableau VIII correspondrait au terme principal ; mais la valeur maximum de ($m_2 - m_I$) serait alors égale à $(m_2 - m_I)_{\max.} = n - \frac{3}{2} + \frac{I}{2} = n - I$ incompatible avec $M - M' = m_2 - m_I \geq n$ et l'on doit considérer le terme principal suivant : $j_2 = n - \frac{I}{2}$. Ce terme convient alors puisqu'on se ramène aux cas précédents des captures K, L_I ou L_{II} . On ne développera pas plus le calcul de la capture L_{III} , pratiquement sa probabilité étant négligeable vis-à-vis des captures K ou L_I .

b) $J < J'$; on se ramène encore au cas $J > J'$ en appliquant la relation $P/P' = 2J'+1 / 2J+1$

c) $J = J'$, $\Delta J = 0$; Capture K, L_I , L_{II} , les termes principaux s'obtiennent pour $j_2 = \frac{I}{2}$, les deux électrons $m_I = + \frac{I}{2}$ et $m_I = - \frac{I}{2}$ conviennent dans ce cas et on peut comme dans l'émission

se limiter en première approximation aux deux termes correspondant à $M-M' = 0$ et I , soit $M' = J'$ et $M' = J' - I$. On verra que dans ce cas également P^+ et P^- peuvent être différents, mais pour des raisons différentes que dans cas $J \neq J'$.

En résumé : Calcul de la probabilité de transition (JL) (J'L')

a) $J > J'$, $\Delta J = |J - J'| = n$

On effectue le calcul dans le sens $J > J'$ et on multiplie ensuite par le facteur statistique $\frac{2J + I}{2J' + I}$ si la transition réelle correspond à $(J'L') \rightarrow (JL)$.

Le calcul de la probabilité de la transition $(JL) \rightarrow (J'L')$ se ramène à celui de la transition $(J, L, M = J) \rightarrow (J'L'M')$; la sommation sur M' peut se réduire en première approximation au seul terme correspondant à $M' = J'$, ce qui permet de considérer seulement $M - M' = n$ et $j_1 + j_2 = n$. Ceci revient donc à effectuer le calcul de probabilité pour la transition entre noyaux pour lesquels le moment angulaire total est parallèle à Oz .

b) $J = J'$, $\Delta J = 0$

Le calcul se ramène aussi à celui de la probabilité de la transition $(J L M = J) \rightarrow (J'L'M')$, et peut se limiter, en première approximation aux termes correspondant à $j_1 + j_2 = I$, d'où $M - M' = 0$ ou I ; les valeurs des nombres quantiques j_1, j_2, m_1, m_2 caractérisant les termes principaux de la probabilité de transition $(J, L) \rightarrow (J'L')$ sont indiquées dans le Tableau IX.

x
x x

C - DISCUSSION SUR LES NOMBRES QUANTIQUES DE MOMENT ORBITAL l et L.

C/I - Sur l'élément de matrice nucléaire : $(\Psi^*_{J'L'M'} | \Psi_{JLM})$

D'après les remarques précédentes il suffit de considérer seulement l'élément de matrice nucléaire $[\Psi^*_{J'L'M'} | \Psi_{JLM}]$ pour $M = J$ et $M' = J'$ (et dans certains cas $M' = J' - I, J' - 2$). Les fonctions propres nucléaires $\Psi(J L M)$ et $\Psi(J' L' M')$ ne sont

pas connues exactement, mais on peut obtenir certaines indications en tenant compte des hypothèses précédentes sur la structure des noyaux ; les fonctions propres angulaires, de spin et de spin isotopique intervenant dans la fonction propre totale peuvent en première approximation être considérées comme données par les fonctions propres caractérisant la fraction non saturée des noyaux du sous-ensemble (J,L,M) : on peut donc écrire Ψ (J,L,M) sous forme analogue à celle des fonctions propres des systèmes à 1, 2 ou 3 nucléons [N.F. p. 55 et 377], la partie radiale étant évidemment différente :

$$(4-26) \quad \Psi \sim \frac{G(r)}{r} \sum_J^{LM\tau} \Theta_t$$

$G(r)/r$: partie radiale normalisée

$\sum_J^{LM}$: fonction somme de produits de fonctions propres d'espace et de spin, $\int \Psi^* \Psi d\Omega = 1$; les fonctions propres d'espace étant des fonctions harmoniques sphériques de la forme Y_L ; τ , représente la multiplicité de spin de la configuration.

Θ_t : fonction propre de spin isotopique, τ est la multiplicité de spin isotopique (analogue à τ) et $t \equiv \sum T_z$ ($T_z = -1/2$ pour un neutron, $+1/2$ pour un proton).

Les ensembles du type [0], complètement saturés, c'est le cas par exemple de noyaux pair-pair, possèdent la symétrie sphérique caractérisée par la fonction d'espace Y_{00} (L = 0) et sont dans des états singulets de spin et de charge.

Les ensembles du type [0 + 1] sont dans des états doublets de spin et de charge, et un état stationnaire pourra être représenté par :

$$(4-27) \quad \Psi \sim \frac{G(r)}{r} \sum_{\pm \frac{1}{2}}^2 Y_{L}^{M \pm \frac{1}{2}} \Theta_{\pm \frac{1}{2}}$$

Les ensembles du type [0 + 2] forment des états singulets ou triplets de spin et de charge ; L est pair en première approximation et Ψ est de la forme :

$$(4-28) \quad \frac{G(r)}{r} \sum_{\pm 1}^3 \Theta_{\pm 1} Y_L^M$$

lorsque la fraction non saturée est formée de nucléons semblables ;

$$(4-29) \quad \sum_{\lambda} \frac{G(r)}{r} \sum_{\lambda} Y_L^{M-\lambda} \Theta_{\lambda}, \quad \lambda = 0, \pm 1$$

lorsque la fraction non saturée a une structure " deutéron ". Par

1. The first part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress, dated January 3, 1861. It is a very important document, as it contains the President's message to the Congress at the beginning of his second term. The letter is written in a formal, dignified style, and it is a good example of the President's role as the head of the executive branch of the government.

2. The second part of the document is a report from the Secretary of the Treasury, dated January 3, 1861. It is a very important document, as it contains the Secretary's report to the Congress on the state of the Treasury. The report is written in a formal, dignified style, and it is a good example of the Secretary's role as the head of the executive branch of the government.

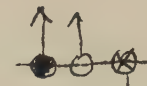
3. The third part of the document is a report from the Secretary of the Interior, dated January 3, 1861. It is a very important document, as it contains the Secretary's report to the Congress on the state of the Interior. The report is written in a formal, dignified style, and it is a good example of the Secretary's role as the head of the executive branch of the government.

4. The fourth part of the document is a report from the Secretary of the War, dated January 3, 1861. It is a very important document, as it contains the Secretary's report to the Congress on the state of the War. The report is written in a formal, dignified style, and it is a good example of the Secretary's role as the head of the executive branch of the government.

exemple d'après Rosenfeld [N.F. p.55] le deutéron dans le sous-état ${}^3D_I$ ($M = I$) peut être représenté par la fonction propre :

$$\frac{G(r)}{r} \cdot {}^1O_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{15}} \left[\sqrt{8} \cdot {}^3\Sigma_0 \cdot Y_2^0 - \sqrt{6} \cdot {}^3\Sigma_1 \cdot Y_2^0 - {}^3\Sigma_{-1} \cdot Y_2^0 \right]$$

Les ensembles du type $[0+3]$ forment des états doublet ou quartet de spin :

a) état doublet de spin - 

$$(4-30) \quad \Psi \approx \frac{G(r)}{r} \cdot {}^1O_0(12) \cdot u_{\pm} \cdot \sum_{\pm \frac{1}{2}} (12, 3) \cdot Y_L^{M \pm \frac{1}{2}}$$

$\sum_{\pm \frac{1}{2}}$: fonction propre de spin, symétrique par rapport aux nucléons 1 et 2,

$u_{\pm}$: fonction propre de spin isotopique du 3ème nucléon, u_{+} s'il s'agit d'un proton, u_{-} s'il s'agit d'un neutron.

b) état quartet de spin - 

$$(4-31) \quad \Psi \approx \sum_{\Lambda} \frac{G(r)}{r} \cdot {}^1O_0(12) \cdot u_{\pm} \cdot \sum_{\Lambda} (12, 3) \cdot Y_L^{M-\Lambda} \quad ; \quad \Lambda = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}$$

Ces remarques, qui ne sont que l'application aux ensembles $[0+1]$, $[0+2]$, $[0+3]$ des résultats généraux obtenus pour les systèmes à 1, 2 et 3 nucléons, permettent de calculer la partie angulaire et de spin de l'élément de matrice nucléaire, la partie radiale restant inconnue ; on verra toutefois qu'il est possible parfois d'obtenir des renseignements empiriques sur cette partie radiale.

Avec de telles hypothèses on peut estimer empiriquement la partie non radiale de l'élément de matrice nucléaire ; on posera :

$$(4-32) \quad \left| \int \Psi^*(J'L'M') \cdot \Psi(JLM) dr \right|^2 \equiv \left| \int G_f^* G_i dr \right|^2 \cdot \langle JLM | J'L'M' \rangle^2$$

$$\equiv |M_f|^2 \cdot |M_A|^2$$

$|M_A|^2$ étant accessible par des calculs analogues à ceux utilisés en spectroscopie atomique.

C/2 - Sur l'élément de matrice des leptons : $(\Psi \Omega^* C \Psi)$ ou $(\Psi^* \Omega \Psi)$.

On sait que pour les leptons le nombre quantique de moment orbital l n'est pas un bon nombre quantique, mais toutefois les

fonctions d'onde des leptons étant connues avec précision on peut calculer exactement les éléments de matrice dans le cas de l'émission β ou de la capture : $[\psi_+(j_1, m_1) \Omega^* (\psi_+(j_2, m_2))], [\psi_e^* \Omega \psi(j_1, m_1)]$ et les mettre sous la forme :

$$(4-33) \quad \sum_{\ell} a_{\ell} \cdot Y_{00} \cdot Y_{\ell} \cdot F_{\ell}(R)$$

$F_{\ell}(R)$ étant le produit des fonctions radiales de l'électron et du neutrino ; c'est ce facteur qui donne l'ordre de grandeur de l'élément de matrice des leptons, sa valeur précise dépend des valeurs de j_1 , j_2 , m_1 , m_2 , de la nature de l'opérateur Ω , et du type des fonctions leptons, (types $j = I + 1/2$ ou $j = I - 1/2$) ; sa valeur maximum par exemple s'obtient en faisant le produit des grandes fonctions radiales de l'électron $g(j_1)$ et du neutrino $g^B(j_2)$ (l'indice B rappelant que $g(j_2)$ est une fonction de Bessel) :

$$(4-34) \quad g_{j_1 - \frac{1}{2}} \cdot g_{j_2 - \frac{1}{2}}^B \equiv g_{\ell_1} g_{\ell_2 - 1}^B : \text{fonctions de même type } \ell + 1/2$$

$$(4-35) \quad g_{j_1 - \frac{1}{2}} \cdot g_{j_2 - \frac{3}{2}}^B \equiv g_{\ell_1} g_{\ell_2 - 1}^B : \left. \begin{array}{l} \text{fonctions de type différent} \\ \ell + 1/2, \ell - 1/2. \end{array} \right\}$$

Les fonctions angulaires associées à (4-34) et (4-35) sont respectivement :

$$(4-34) \quad Y_{j_1 - \frac{1}{2}} \cdot Y_{j_2 - \frac{1}{2}} \equiv Y_{\ell_1} Y_{\ell_2}$$

$$(4-35) \quad Y_{j_1 - \frac{1}{2}} \cdot Y_{j_2 + \frac{1}{2}} \equiv Y_{\ell_1} \cdot Y_{\ell_2}$$

et un tel produit de fonctions harmoniques sphériques peut toujours se mettre sous la forme $\sum_{\ell} a_{\ell} Y_{00} Y_{\ell}$.

C/3 - Relation d'invariance concernant le moment angulaire orbital.

On sait que J est un bon nombre quantique caractéristique de l'état stationnaire considéré, d'où la conservation du moment angulaire total au cours de la transition impose que l'hamiltonien d'interaction soit invariant au cours d'une rotation à la fois de l'espace ordinaire et de l'espace spin ; c'est ce qu'on a exprimé en

écrivant la relation (4-14) $\vec{J} - \vec{J}' = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$. En outre l'analyse des états stationnaires des espèces nucléaires en configurations caractérisées non seulement par J mais encore par L, permet en première approximation de considérer L comme un bon nombre quantique pour cette configuration, d'appliquer au moment angulaire orbital la même loi de conservation que pour le moment angulaire total et d'en déduire les relations d'invariance classiques.

La conservation du moment angulaire impose aussi que l'hamiltonien d'interaction nucléon-lepton $\mathcal{H}$ soit invariant au cours d'une rotation de l'espèce ordinaire ; on dit que $\mathcal{H}$ est un invariant du groupe des rotations de l'espace. Les fonctions propres caractérisant un système dans l'état L se classent en $(2L+1)$ fonctions indépendantes, constituant une base irréductible du groupe G des rotations de l'espace, [BI3]. Ces $(2L+1)$ fonctions indépendantes sous-tendent un espace à $(2L+1)$ dimensions que l'on représentera par D_L et l'on parlera de la " représentation D_L ". Si s est une opération du groupe G, on sait que $s.\Psi_L$ est une combinaison linéaire des $(2L+1)$ fonctions de base et qu'en outre $s.\Psi_L \Psi_L$ est une combinaison bilinéaire des fonctions propres indépendantes appartenant à l'espace commun ; on déduit d'ailleurs ces fonctions propres de la règle classique de réduction du produit de deux représentations $D_L \times D_{L'}$:

$$(4-36) \quad D_L \cdot D_{L'} = D_{L+L'} + \dots + D_{|L-L'|}.$$

Appliquons ces résultats à l'émission β et on écrit pour simplifier les formules de probabilité sous la forme :

$$(4-37) \quad P \sim \left| \int [\Psi^*(L') \Omega \Psi(L)] [\psi_{j_1} \Omega^* (\psi_{j_2})] d\tau \right|^2$$

la probabilité de transition étant un invariant scalaire, l'espace qu'il sous-tend est d'ordre zéro, on le représente par D_0 ; d'où :

$$(4-38) \quad D_0 = D_{L'} \cdot D(\Omega) \cdot D_L \cdot D(\psi_{j_1} \Omega^* \psi_{j_2})$$

$D(\Omega)$ étant la représentation correspondant à l'opérateur Ω ; si Ω est un scalaire (α, β) ou un pseudo-scalaire (γ, β, γ)
 $D(\Omega) \equiv D_0$; si Ω est un vecteur d'un autre espace (α, β, γ)
 (espace spin), $D(\Omega) \equiv D_0$ également ; enfin $D(\Omega) \equiv D_1$ pour
 $\Omega \equiv \vec{\alpha}, \beta \vec{\alpha}$, vecteur de l'espace ordinaire.

2. The second part of the document focuses on the financial aspects of the organization. It provides a detailed overview of the budget, including the projected income and expenses for the upcoming year. This section also discusses the various financial risks and how they are being managed to ensure the organization's financial stability.

3. The third part of the document addresses the operational aspects of the organization. It describes the various processes and procedures that are in place to ensure the efficient and effective delivery of services. This section also discusses the various challenges that the organization is facing and how they are being addressed.

4. The fourth part of the document discusses the human resources aspect of the organization. It provides an overview of the current staff levels and the various training and development programs that are in place. This section also discusses the various challenges that the organization is facing in terms of recruitment and retention of staff.

5. The fifth part of the document discusses the legal and regulatory aspects of the organization. It provides an overview of the various laws and regulations that the organization is subject to and how they are being managed. This section also discusses the various challenges that the organization is facing in terms of compliance with these laws and regulations.

6. The sixth part of the document discusses the environmental and social aspects of the organization. It provides an overview of the various environmental and social issues that the organization is facing and how they are being managed. This section also discusses the various challenges that the organization is facing in terms of addressing these issues.

7. The seventh part of the document discusses the overall performance of the organization. It provides an overview of the various key performance indicators (KPIs) that are being used to measure the organization's performance. This section also discusses the various challenges that the organization is facing in terms of improving its performance.

8. The eighth part of the document discusses the future of the organization. It provides an overview of the various strategic initiatives that are being implemented to ensure the organization's long-term success. This section also discusses the various challenges that the organization is facing in terms of achieving these initiatives.

9. The ninth part of the document discusses the conclusion of the document. It summarizes the key findings of the document and provides a final overview of the organization's performance and future prospects.

10. The tenth part of the document discusses the appendix. It provides a detailed overview of the various data and information that is included in the document, ensuring that the reader has a complete understanding of the organization's performance and future prospects.

$D(\psi, \Omega^* C \psi_j)$ d'après (4-33) peut s'écrire $\sum_l D_l$, les fonctions harmoniques sphériques Y_l étant des fonctions angulaires (θ, φ) de l'espace ordinaire ; (4-38) peut donc s'écrire :

$$(4-39) \quad (D_{L+L'} + \dots + D_{\Delta L}) \cdot D(\Omega) = \sum_l D_l$$

Cette relations d'invariance est valable aussi bien pour l'émission β que pour la capture d'électrons, $\psi, \Omega^* C \psi_j$ étant remplacé par $\psi^* \Omega \psi_j$; cette relation peut s'exprimer pratiquement par le Tableau X, indiquant la parité de Y_l .

C/4 - Relation d'invariance concernant la parité.

La conservation de la parité d'une fonction propre Ψ impose que l'hamiltonien d'interaction soit invariant dans l'inversion des axes de l'espace ordinaire ; une telle transformation de l'espace fait partie du groupe des permutations et l'application du théorème général de Wigner [BI3] permet d'énoncer que les fonctions propres de l'hamiltonien sont transformées pendant une telle permutation en la fonction propre identique ou opposée : si Ψ est invariant dans une permutation on dit que sa parité est paire, si Ψ change de signe on dit que sa parité est impaire et on écrit $P(\Psi) = \pm I$.

On peut appliquer à la probabilité d'émission β le même raisonnement pour les transformations du groupe des permutations que pour celles du groupe G et en outre en tenant compte qu'en première approximation la parité est donnée par $(-I)^L$ on obtient la relation d'invariance suivante : $P(\Omega) \cdot P[\Psi(L)] \cdot P[\Psi(L')] \cdot P(\psi \Omega^* C \psi) = 1$ ou encore :

$$(4-40) \quad P(\Delta L) \cdot P(\Omega) \cdot P(\psi \Omega^* C \psi) = 1$$

Dans le cas de la capture d'électrons on obtient également :

$$(4-41) \quad P(\Delta L) \cdot P(\Omega) \cdot P(\psi^* \Omega \psi) = 1$$

Ces relations peuvent encore s'écrire :

$$(4-42) \quad \text{Emission } \beta \quad : \quad P(\Delta L) \cdot P(\psi, \psi) = -1$$

$$\text{Capture d'électrons} : \quad P(\Delta L) \cdot P(\psi^* \psi) = 1$$

Ces nouvelles relations permettent de limiter le choix des fonctions ψ et ψ et sont extrêmement utiles dans les calculs pra-

tiques des probabilités de transition.

En résumé : Pour ΔL pair, les fonctions propres de l'électron ψ et du neutron ϕ sont dans le cas de l'émission β de parités différentes ; dans le cas de la capture d'électrons, elles sont de même parité. Pour ΔL impair on a le résultat inverse.

X
X X

On peut encore transformer les relations (4-42) en introduisant la parité de ΔJ et les deux types des fonctions propres des leptons : $j = \ell \pm \frac{1}{2}$; en effet on a pour des types différents $j_1 + j_2 = \ell_1 + \ell_2$ et pour des mêmes types $j_1 + j_2 = \ell_1 + \ell_2 \pm 1$, il en résulte qu'en se limitant pour les probabilités des transitions β à l'approximation $j_1 + j_2 = \Delta J$ on peut écrire les relations (4-42) sous la forme :

(4-43) {

Emissions β :

P (ΔL). P (ΔJ) = ± I { +I indique que j_I et j_J sont du même type
 -I " " types différents

Capture d'électrons

P (ΔL). P (ΔJ) = ± I { + I " "
 - I " " même type.

X
X X

D - PARTIE PRINCIPALE DE L'ELEMENT DE MATRICE DES LEPTONS.

On précise dans ce paragraphe la partie principale de l'élément de matrice des leptons : $\sum_l a_l \gamma_{00} \gamma_l F_l(R)$; cette partie principale correspond à la valeur minimum de $j_1 + j_2$ (cf. 4/3 § A) ; elle est obtenue en tenant compte en outre des relations d'invariance précédentes : la relation d'invariance concernant le moment orbital permet d'obtenir (Tableau X) la parité de γ_l , la relation concernant la parité des fonctions propres permet d'obtenir (4-43) le type des fonctions propres des leptons.

[illegible]

Figure 1

On se limite dans cette étude aux transitions ΔL pair qui sont les seules que l'on rencontre, et on néglige les opérateurs γ_s et $\beta\gamma_s$. On a indiqué dans l'Appendice III la forme précise des éléments de matrice des leptons pour l'émission β et pour la capture dans le cas des opérateurs $\beta\vec{e}$ et $\beta\vec{x}$; la partie principale de ces éléments de matrice est indiquée dans le Tableau XI (cas de l'émission β) et dans le Tableau XII (cas de la capture d'électrons): pour $\Delta J = 0$ la partie principale correspond à $j_1 + j_2 = I$, pour $\Delta J \neq 0$

elle correspond à $j_1 + j_2 = \Delta J$. En comparant la forme de cette partie principale et la forme du terme γ_e d'après la première relation d'invariance (Tableau X ou 4ème colonne du tableau XI), on peut établir une relation entre les valeurs de ΔJ et ΔL ; cette relation permettra dans la suite d'obtenir des indications sur les valeurs ΔJ et ΔL des transitions β ; on peut remarquer en outre que cette relation est la même pour l'émission β et la capture mais que les calculs sont différents dans les deux cas.

A partir des tableaux XI et XII on remarque enfin que ce sont les transitions $\Delta J = 0, I$ qui correspondent aux probabilités les plus grandes (transitions permises):

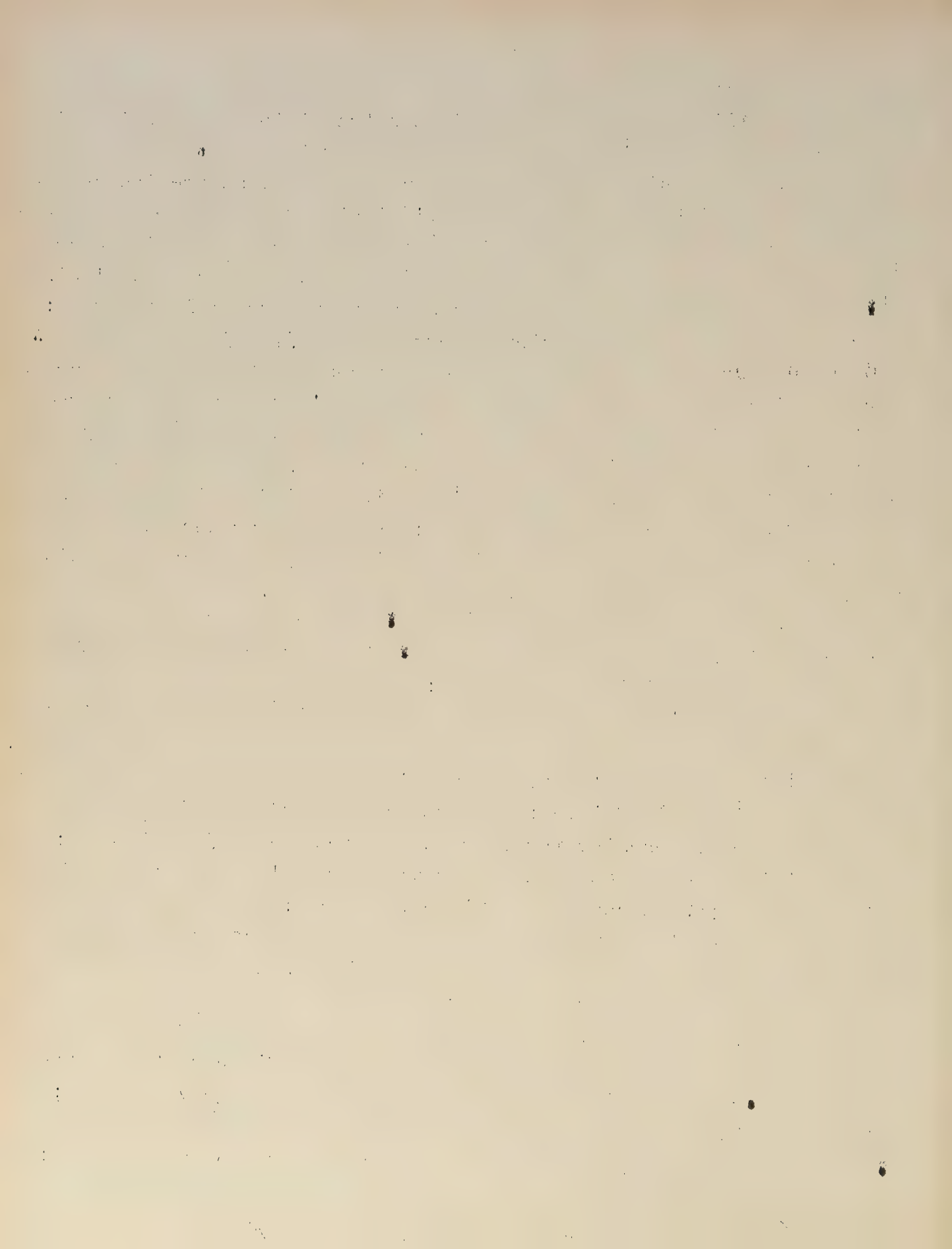
1 - l'opérateur $\Omega \equiv 1$ ou β , conduit au terme principal de la forme $\gamma_{00} g_0 f_{-2}^B$ (ou $\gamma_{00} g_0 g_0^B$) seulement pour $\Delta J = 0$. La transition $\Delta J = I$ s'effectue par l'opérateur $\Omega \equiv 1$ ou β avec une probabilité très faible: le terme correspondant à $j_1 + j_2 = \Delta J = I$ est nul et le premier terme non nul correspond à $j_1 + j_2 = 3$; la transition $\Delta J = I$ est donc "interdite" par l'opérateur $\Omega \equiv 1$ ou β qui ne permet pas un changement ni de L ni de S.

2 - l'opérateur $\Omega \equiv \vec{e}$ ou $\beta\vec{e}$ par contre permet un changement du nombre quantique S de une unité (sans changement de L) et on obtient un terme principal de la forme $\gamma_{00} g_0 f_{-2}^B$ (ou $\gamma_{00} g_0 g_0^B$) pour $\Delta J = 0$, et $\Delta J = I$.

3 - l'opérateur $\Omega \equiv \vec{x}$ ou $\beta\vec{x}$ enfin permet un changement du nombre quantique L de une unité (sans changement de S); mais le premier terme non nul est de la forme $\gamma_1 g_0 g_{-2}^B$ (ou $\gamma_1 g_0 g_0^B$) plus petit que le terme correspondant en $\vec{e}$:

$$\left| \frac{f_{-2}^B}{f_0^B} \right| \simeq \left| \frac{g_{-2}^B}{g_0^B} \right| \simeq qR/3$$

Ces remarques comprennent précisément les règles habituelles de sélection pour les transitions permises: pour $\Omega \equiv I$, $\Delta J = 0$



et sans changement de la parité ; pour $\Omega \equiv \bar{6}$, $\Delta J = 0$ ou 1 et sans changement de la parité. Toutefois elles indiquent également qu'une transition $JL \rightarrow J'L'$ est permise non seulement lorsque $\Delta J = 0$ ou 1 et sans changement de la parité (c'est-à-dire avec nos hypothèses ΔL pair) mais encore lorsque $\Delta L = 0$; en effet, une transition $\Delta J = 1$ et sans changement de la parité peut n'être pas permise : c'est le cas d'une transition $\Delta J = \Delta L - 1$ (d'où $\Delta L = 2$) s'effectuant par l'opérateur $\vec{\alpha}$, le terme principal de la forme $\gamma_1 g_0 g_2^B$ est alors plus petit que celui correspondant aux transitions permises. Cette dernière remarque nous permettra en particulier d'interpréter l'anomalie de la désintégration du $I^{40}\text{C}$.

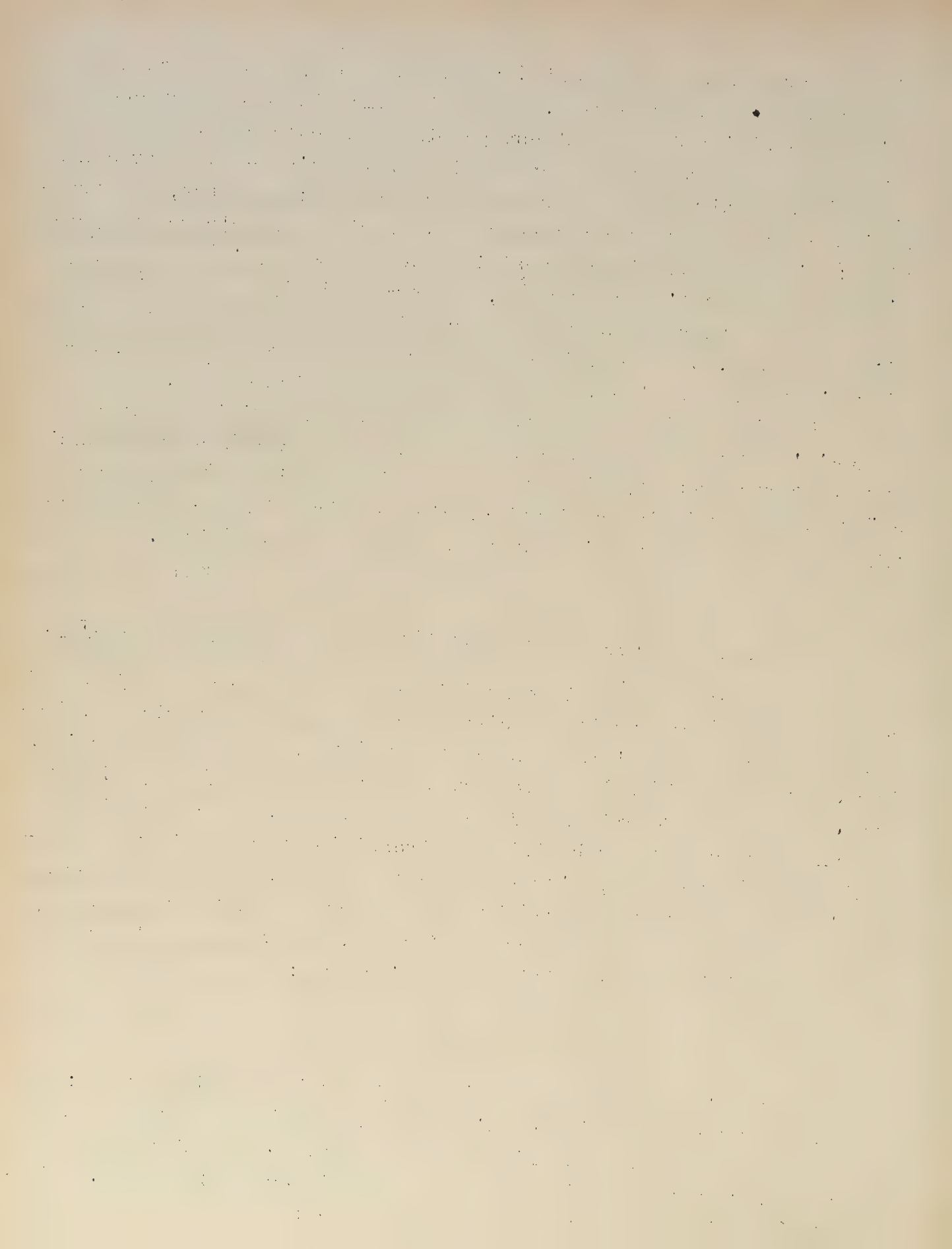
Ces indications sont valables pour les transitions formelles $JL \rightarrow J'L'$, aussi il sera nécessaire de les comparer à celles fournies par les caractères expérimentaux des désintégrations β pour connaître leur degré d'approximation, c'est-à-dire finalement celui des hypothèses que l'on a faites sur les structures nucléaires.

E - REMARQUE SUR LA FORME DE L'ELEMENT DE MATRICE NUCLEAIRE.

La fonction harmonique sphérique γ_l associée à $j_1 + j_2 = \Delta J$ correspondant à la partie principale de l'élément de matrice des leptons est celle dont l'ordre est le moins élevé, les autres fonctions harmoniques associées à des valeurs supérieures de $(j_1 + j_2)$ correspondent à des fonctions radiales plus petites. Cette fonction γ_l se combinera dans la probabilité de transition avec la fonction harmonique sphérique $\gamma_{\Delta L}$, d'ordre également le plus petit et provenant de l'élément de matrice nucléaire et donnera une intégrale non nulle $\int \gamma_l^* \gamma_{\Delta L} d\Omega = 1$ lorsque $l = \Delta L$. Chaque terme d'ordre l de la probabilité de transition peut s'écrire :

$$(4-44) \quad P_{\alpha} = F_l^2(R) \left| \int_{\pi} [\Psi^*(j'L'M') \Omega \Psi(jLM=j)] a_l \gamma_{00} \gamma_l d\Omega r^2 dr \right|^2$$

$F_l(R)$ étant une constante que l'on peut sortir de l'intégrale ; en outre, la partie angulaire de l'élément de matrice nucléaire peut également en première approximation se mettre sous la forme $\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda} \gamma_{00}$ et la valeur la plus petite de λ étant précisément égale à ΔL . Finalement on obtient en tenant compte de (4-32) :



$$(4-45) \quad P \sim F_e^2(R) \cdot Y_{00}^4 \left| \sum a_{\ell\lambda} \int Y_{\lambda}^* Y_{\ell} d\Omega \right|^2 \left| \int G_{\ell}^* G_{\ell} dz \right|^2 \equiv F_e^2(R) Y_{00}^4 |M_A|^2 |M_p|^2$$

le terme $|M_A|^2$ comprend en général plusieurs termes en $a_{\ell\lambda}$ et peut être calculé ; seul le terme $|M_p|^2$ est inaccessible par la théorie, c'est ce terme que l'on prend comme l'élément de matrice nucléaire inconnu de la transition. Les formules de probabilité comparées aux caractères physiques de la transition permettront d'ailleurs en général d'atteindre $|M_p|^2$.

Remarque sur la partie radiale de l'élément de matrice nucléaire.

On sait que $\frac{G(r)}{r}$ est la grande composante (normalisée) de la fonction propre du noyau et dans le domaine non relativiste on néglige la petite composante $\frac{F(r)}{r}$. Lorsque l'opérateur de la transition est $\uparrow$ ou $\downarrow$ la partie radiale de l'élément de matrice nucléaire peut être mis avec une bonne approximation sous la forme

$|M_p|^2 \equiv \left| \int G_{\ell}^* G_{\ell} dz \right|^2$ mais lorsque l'opérateur est α il y a composition d'une grande avec une petite composante et la partie radiale prend la forme $|M'_p| \equiv \left| \int G^* F dz \right|$. Lorsque la transition

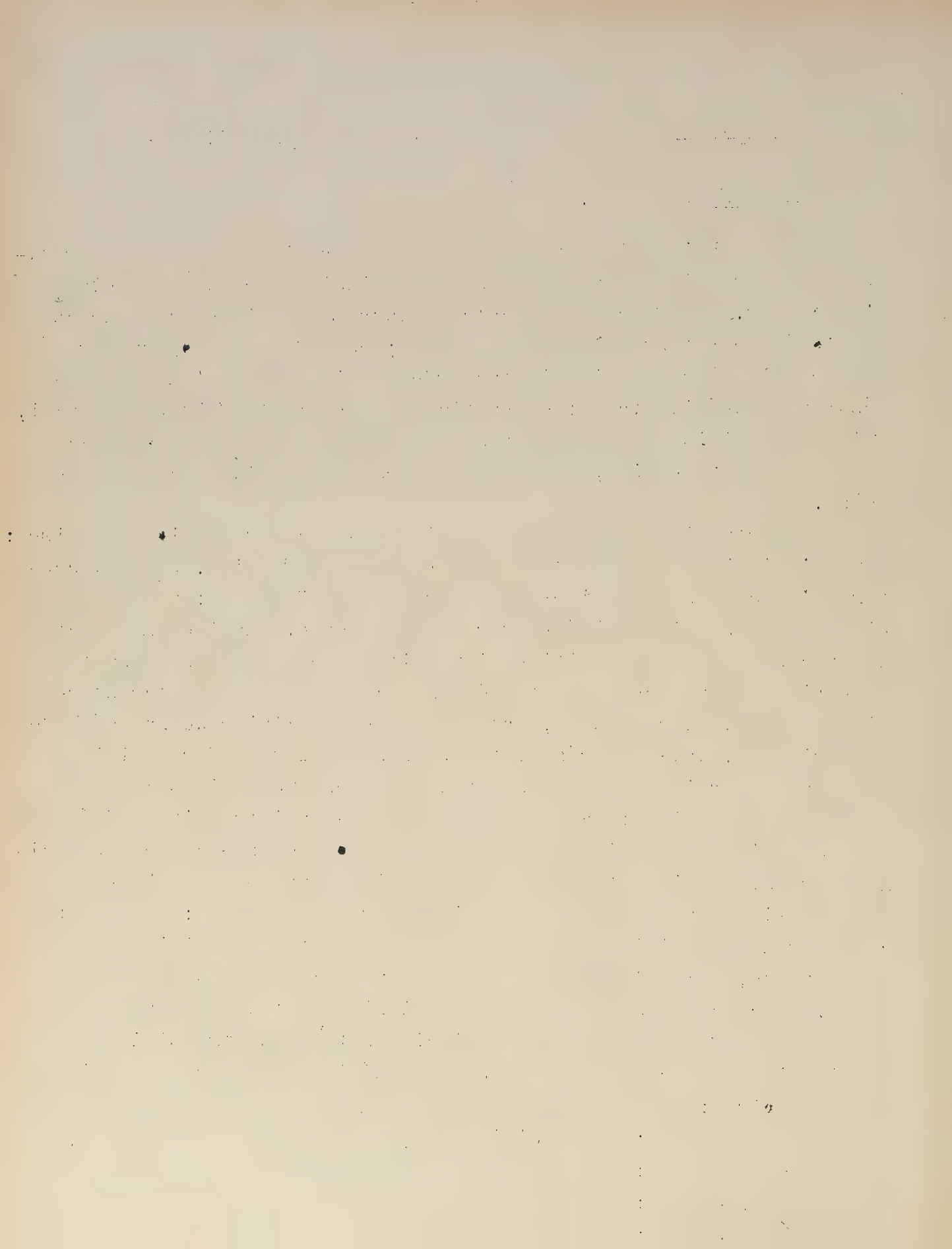
$\Psi_i(JLM=J) \rightarrow \Psi_f(J'L'M')$ peut s'effectuer par l'opérateur $\beta \vec{\alpha}$ ou $\beta \vec{\sigma}$ (cas $\Delta J = \Delta L$) on peut obtenir une limite inférieure $\epsilon_0 R$ du rapport

$$\frac{\left| \int \Psi_f^* \Omega(\beta \vec{\alpha}) \Psi_i d\tau \right|}{\left| \int \Psi_f^* \Omega(\beta \vec{\sigma}) \Psi_i d\tau \right|} = \frac{|M'_p|}{|M_p|} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{en utilisant la relation [54]} \\ \left| \int \Psi^* \vec{\alpha} \Psi d\tau \right| = \frac{d}{dt} \left| \int \Psi^* \vec{r} \Psi d\tau \right| \end{array} \right.$$

Mais ce résultat est obtenu en négligeant la variation d'énergie de répulsion coulombienne des protons au cours de la transition, aussi on utilisera comme l'a fait Greuling [G6] une valeur de $|M'_p| / |M_p|$ comprise entre $\epsilon_0 R$ et $1/10$ et on posera :

$$(4-45bis) \quad |M'_p| = \epsilon_0 R \lambda |M_p| \quad ; \quad (\lambda > 1)$$

x
x x



Les autres types de transition moins fréquents peuvent aisément s'obtenir à l'aide de notre méthode.

B - TRANSITIONS PERMISES.

B/I - Emission β^- : Formule de Fermi.

Lorsque Fermi a introduit en 1934 les idées générales de la théorie de la désintégration β^- , il a effectué le calcul de la probabilité d'une transition permise avec émission β^- dans le cas de l'opérateur scalaire $\Omega \equiv 1$ correspondant à $\Delta J = 0$ et sans changement de parité : la formule donnant cette probabilité est dite "Formule de Fermi". On établit ce résultat en utilisant l'opérateur $\Omega \equiv \beta \vec{\sigma}$ qui donne la même probabilité mais des règles de sélection moins strictes.

Transition $J, L, M = J \rightarrow J', L', M'$; $\Delta J = 0, I$; $\Delta L = 0$.

La partie principale est obtenue pour $j_I + j_2 = I$; l_I et l_2 sont de parité différente d'où $(j_I = 0 + I/2, j_2 = I - I/2)$ et les termes symétriques $(j_I = I - I/2, j_2 = 0 + I/2)$ sont les seules valeurs possibles de j_I et j_2 . Pour m_I et m_2 , on a soit $m_I + m_2 = I$ si $\Delta J = I$, soit $m_I + m_2 = 0$ ou I si $\Delta J = 0$.

Termes leptons :

Posons $\vec{B} \equiv \psi \beta \vec{\sigma} * C \psi$ (Cf. Appendice III).

Considérons d'abord $j_I = 0 + I/2, j_2 = I - I/2$:

1° cas : $m_1 = m_2 = \frac{1}{2}$; $\psi_4 = \psi_2 = 0$.

$$\begin{cases} B_1 \approx -\psi_3 \psi_1 = -i \gamma_{00}^2 g_0 f_{-2}^B \\ B_2 \approx -i \psi_3 \psi_1 = i B_1 \\ B_3 \approx 0 \end{cases}$$

2° cas :

$$m_1 + m_2 = 0 \left\{ \begin{array}{l} m_1 = \frac{1}{2}, m_2 = -\frac{1}{2} ; \psi_4 = \psi_1 = 0 \\ m_1 = -\frac{1}{2}, m_2 = +\frac{1}{2} ; \psi_3 = \psi_2 = 0 \end{array} \right. \begin{cases} B_1 \approx 0 \\ B_2 \approx 0 \\ B_3 \approx \psi_3 \psi_2 = -i \gamma_{00} g_0 f_{-2}^B \\ B_1 \approx 0 \\ B_2 \approx 0 \\ B_3 \approx \psi_4 \psi_1 = -i \gamma_{00}^2 g_0 f_{-2}^B \end{cases}$$

On a négligé les termes produits des petites composantes $f_0 g_{-2}^B$ associés aux harmoniques Y_2 . Les fonctions propres des leptons correspondant aux valeurs symétriques de j_1 et j_2 donneront les fonctions radiales symétriques $f_{-2} g_0^B$. D'où la probabilité s'écrit pour $\Delta J = I$:

$$P(\varepsilon) \simeq 2\pi g^2 Y_0^4 \left| \int_{\pi} \Psi_f^* (\sigma_1 + i \sigma_2) \Psi_i d\tau \right|^2 \left[g_0^2 (f_{-2}^B)^2 + f_{-2}^2 (g_0^B)^2 \right];$$

avec $g_0^B \simeq -q/\sqrt{n}$, $f_{-2}^B \simeq q/\sqrt{n}$ et $g_0^2 + f_{-2}^2 \simeq \frac{1+\gamma_0}{2} \frac{2}{n} \varepsilon p \Gamma_0$ (cf. App. II)
soit :

$$(4-46a) \quad P(\varepsilon) \simeq \frac{g^2}{4\pi^3} \left| \int_{\pi} \Psi_f^* (\sigma_1 + i \sigma_2) \Psi_i d\tau \right|^2 \frac{1+\gamma_0}{2} \varepsilon p q^2 \Gamma_0;$$

par analogie avec la physique atomique on utilise l'opérateur $\frac{\sigma_1 + i \sigma_2}{\sqrt{2}}$
d'où :

$$P = \int_1^{\varepsilon_0} P(\varepsilon) d\varepsilon \simeq \frac{g^2}{2\pi^3} \left| \int_{\pi} \Psi_f^* \frac{\sigma_1 + i \sigma_2}{\sqrt{2}} \Psi_i d\tau \right|^2 \frac{1+\gamma_0}{2} \int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^2 \Gamma_0 d\varepsilon;$$

on pose $|M|^2 \equiv \left| \int_{\pi} \Psi_f^* \frac{\sigma_1 + i \sigma_2}{\sqrt{2}} \Psi_i d\tau \right|^2$ de plus $\frac{1+\gamma_0}{2} \simeq 1$
d'où :

$$P \simeq g^2 / 2\pi^3 \cdot |M|^2 \cdot \int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^2 \Gamma_0 d\varepsilon.$$

c'est la formule de Fermi.

Pour $\Delta J = 0$ (et $M = J$) on obtient la même formule mais avec $|M|^2 \equiv \left| \frac{\sigma_1 + i \sigma_2}{\sqrt{2}} \right|^2 + |\sigma_3|^2$; (forme symbolique). En fait l'élément de matrice nucléaire est invariant dans les rotations de l'espace ordinaire : en effet pour $\Delta J = 0$, on peut ajouter $[BIO]$ sans modifier la probabilité P l'élément de matrice nucléaire $\left| \frac{\sigma_1 - i \sigma_2}{\sqrt{2}} \right|$ associé à $m_1 + m_2 = -I$ d'où $|M|^2 \equiv \left| \frac{\sigma_1 + i \sigma_2}{\sqrt{2}} \right|^2 + \left| \frac{\sigma_1 - i \sigma_2}{\sqrt{2}} \right|^2 + |\sigma_3|^2$.
pour $\Delta J = I$, on obtient également $\sum |\sigma_i|^2$ en ajoutant les éléments de matrice correspondant respectivement à $m_1 + m_2 = I$ et $m_1 + m_2 = 0$ qui sont également nuls.

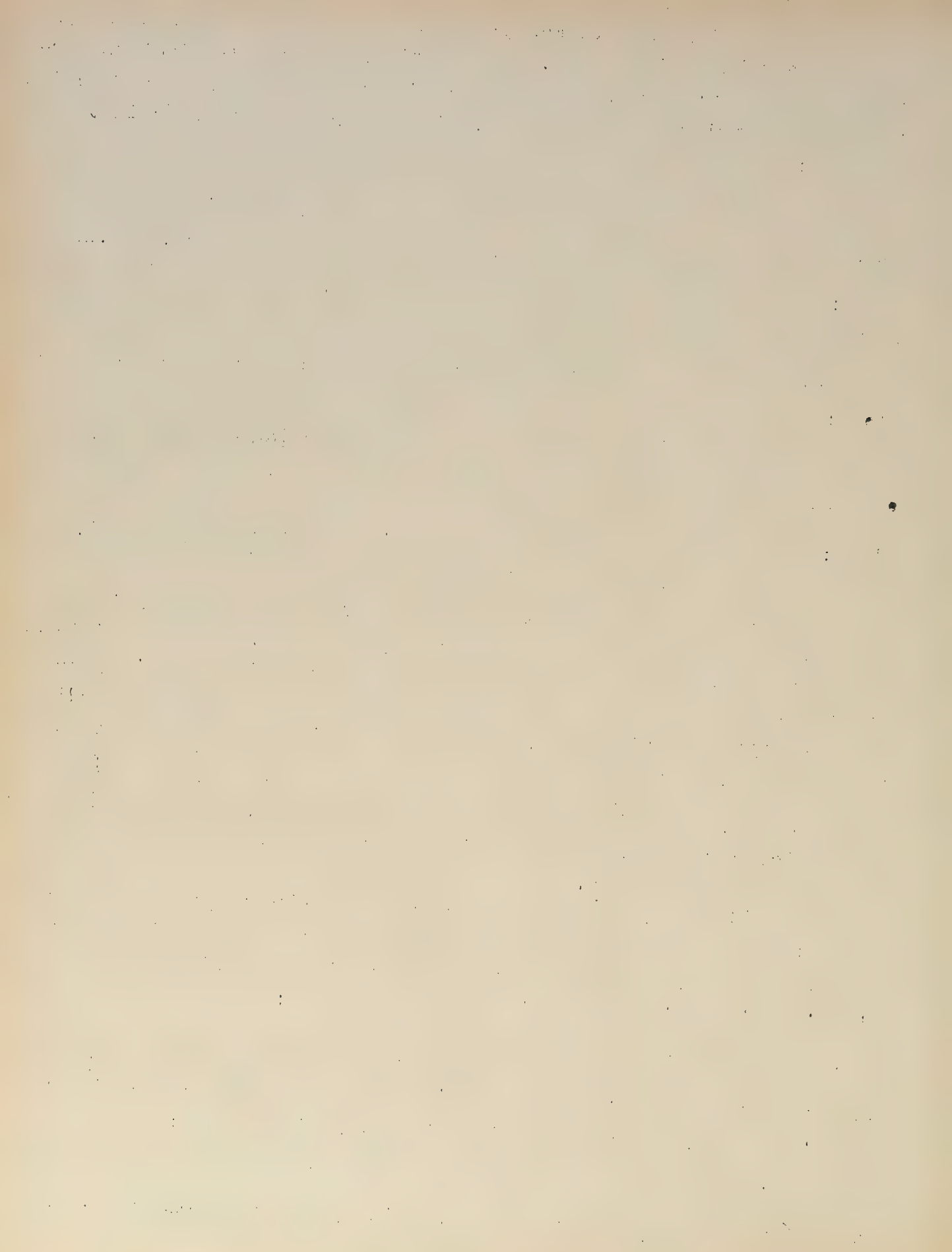
Les éléments de matrice nucléaire précédents peuvent encore être mis sous une forme symbolique analogue à celle utilisée dans la formule (4-32) ; par exemple dans le cas d'une transition $JLM = J \rightarrow J'L'M' = J'$, $\Delta J' = I$ ($J > J'$), on peut écrire :

$$(4-46b) \quad |M|^2 \equiv \left| \langle JLM = J | \frac{\sigma_1 + i \sigma_2}{\sqrt{2}} | J'L'M' = J' \rangle \right|^2 |M_p|^2 \equiv |M_A|^2 |M_p|^2$$

ce qui indique que l'opérateur $(\sigma_1 + i \sigma_2)/\sqrt{2}$ effectue la transition $M \rightarrow M' = M - I$. On peut aussi écrire plus simplement :

$$(4-46c) \quad |M_A|^2 \equiv \left| \langle JLM = J | \frac{\sigma_1 + i \sigma_2}{\sqrt{2}} | J'L'M' = J' = J - 1 \rangle \right|^2$$

la valeur de $|M_A|^2$ dépendant essentiellement des nombres quanti-



ques JLM J'M'.

Remarquons en outre pour les calculs numériques que l'opérateur de la transition JLM $\rightarrow$ J'L'M' doit être amené égal à l'unité à l'aide d'un facteur analogue à celui utilisé dans la formule (4-47) : par exemple dans la formule (4-46b) il faudrait écrire $\frac{g_1 + i g_2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}}$ c'est ce qu'on fera au Chapitre V ; mais pour simplifier on ne tiendra pas compte de cette remarque dans l'établissement des formules générales (Chap. IV).

B/2 - Remarques sur la constante de couplage nucléon-lepton.

a) On pose généralement [NF p.377] que les différentes formes d'interaction nucléon-lepton conduisent à la même valeur de la constante de couplage "g" pour une transition permise $\Delta J = 0$ s'effectuant sans changement de parité. On adoptera cette convention.

Pour les différentes formes de l'opérateur Ω , la formule (4-46) s'écrit alors :

$$(4-47) \begin{cases} \Omega \equiv 1, \beta & ; \quad P(\varepsilon) \simeq \frac{g^2}{2\pi^3} \cdot \left| \int \Psi_f^* \Psi_i d\tau \right|^2 P_0 \quad \text{avec } P_0 \equiv \frac{1+\gamma_0}{2} \varepsilon p q^2 T_0 \\ \Omega \equiv \vec{\sigma}, \beta \vec{\sigma} & ; \quad P(\varepsilon) \simeq \frac{g^2}{2\pi^3} \cdot \left| \int \Psi_f^* \frac{\vec{\sigma}}{\sqrt{3}} \Psi_i d\tau \right|^2 P_0 \quad \text{puisque } |\vec{\sigma}|^2 = \sigma_x^2 = 3 \end{cases}$$

b) La constante de couplage "g" caractérise la force d'interaction nucléon-lepton, sa valeur est donnée par la relation :

$$(4-48) \quad P = \frac{L^2}{T} = \frac{g^2}{2\pi^3} \cdot |M|^2 \int_0^{\varepsilon_0} P_0 d\varepsilon \quad \text{d'où :} \quad T_0 \equiv 2\pi^3 L^2 / g^2$$

soit :

$$(4-49) \quad \frac{1}{T} = \frac{|M|^2}{T_0} \int_0^{\varepsilon_0} P_0 d\varepsilon.$$

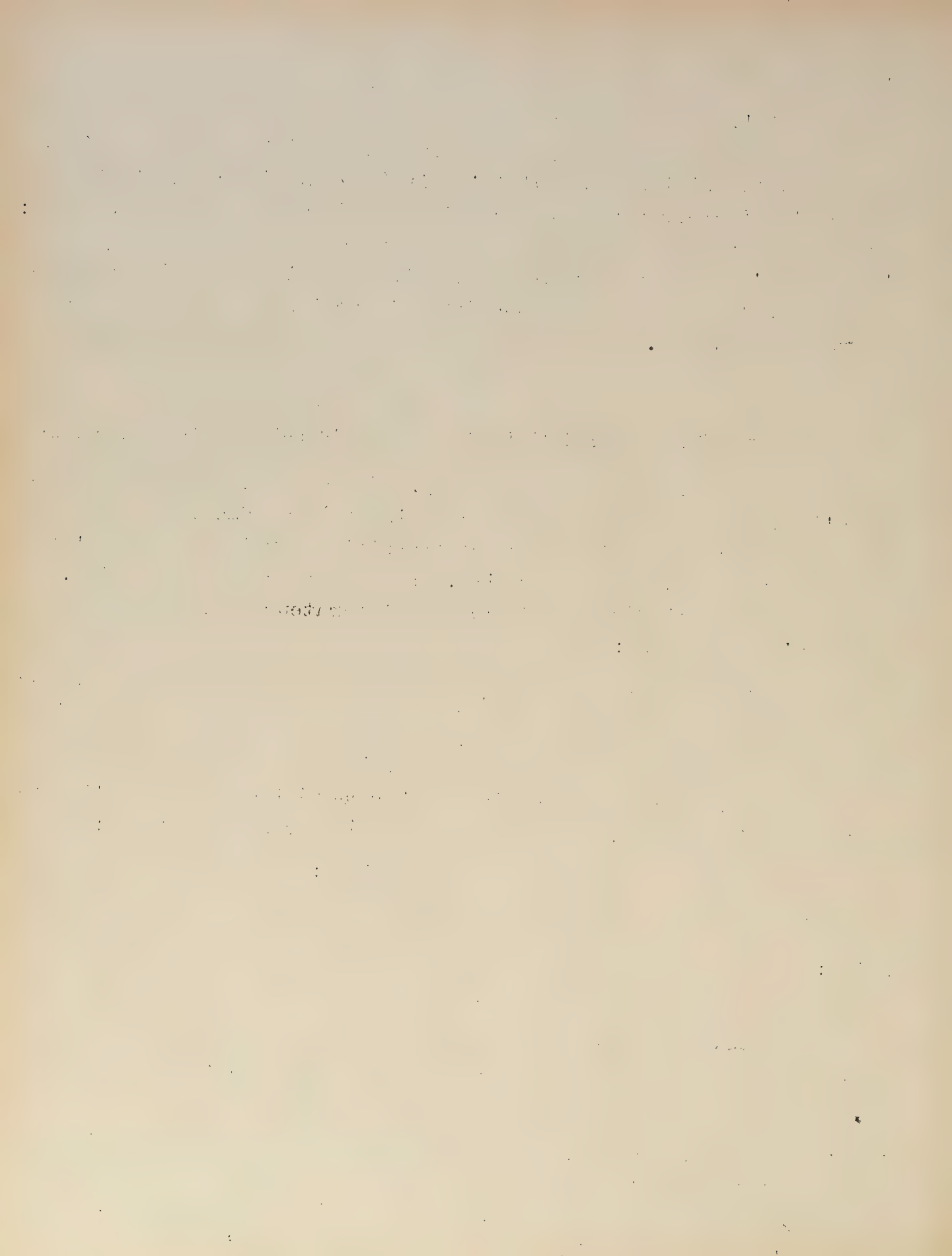
On remarque que cette formule appliquée aux caractères des transitions β permises pour Z petit donne une valeur de $T_0 \simeq 10^3$ sec.

$$\text{d'où } g^2 = \frac{212 \pi^3}{T_0} \simeq \frac{212 \cdot \pi^3}{10^3} \cdot 1,28 \cdot 10^{-21} \simeq 5,5 \cdot 10^{-23}$$

l'unité de temps étant $1,2810^{-21}$ secondes dans les unités universelles utilisées, d'où :

$$g \simeq 7,45 \cdot 10^{-12} \quad \text{unités universelles.}$$

L'équation aux dimensions de g étant $MV^2 x L^3$,



$$g \approx 3,5 \cdot 10^{-49} \text{ erg x cm}^3$$

si $T_0 \approx 10^3$ secondes.

Le couplage entre électron-neutrino d'une part et nucléon d'autre part est donc très faible, ce qui explique la lenteur du processus de désintégration β .

Signalons que Bethe [BI] utilise $g' = \left(g \times \frac{h}{mc} \right) \text{ erg x cm}^4$.

B/3 - Transitions permises : Capture K ; Formule de Möller
($\Delta J = 0, 1$; $\Delta L = 0$).

La partie principale est également obtenue pour $j_I + j_2 = 1$,
 $j_I = 0 + 1/2$ (électron K) ; ℓ_{1I} et ℓ_2 ayant même parité on a
 $j_2 = 0 + 1/2$; en outre $m_2 - m_I = 0$ ou ± 1 si on ne précise pas la valeur de M.

Termes leptons : Posons encore $\vec{B} \equiv \psi^* \vec{\beta} \psi$;

$$\begin{cases} B_1 \equiv \psi_1^* \psi_2 + \psi_2^* \psi_1 - \psi_3^* \psi_4 - \psi_4^* \psi_3, \\ B_2 \equiv i \left(-\psi_1^* \psi_2 + \psi_2^* \psi_1 + \psi_3^* \psi_4 - \psi_4^* \psi_3 \right), \\ B_3 \equiv \psi_1^* \psi_1 - \psi_2^* \psi_2 - \psi_3^* \psi_3 + \psi_4^* \psi_4. \end{cases}$$

1° Cas :

$$m_2 - m_1 = 0 \left\{ \begin{array}{l} m_1 = m_2 = \frac{1}{2}, \psi_4 = \psi_3 = 0 \\ m_1 = m_2 = -\frac{1}{2}, \psi_3 = \psi_4 = 0 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} B_1 \approx B_2 \approx 0, \\ B_3 \approx -\psi_3^* \psi_3 = -\gamma_{00}^2 g_K g_0^B, \\ B_1 \approx B_2 \approx 0, \\ B_3 \approx \psi_4^* \psi_4 = \gamma_{00}^2 g_K g_0^B. \end{array} \right.$$

2° Cas :

$$m_2 - m_1 = \pm 1 \left\{ \begin{array}{l} m_1 = \frac{1}{2}, m_2 = -\frac{1}{2}, \psi_3 = \psi_4 = 0 \\ m_1 = \frac{1}{2}, m_2 = -\frac{1}{2}, \psi_4 = \psi_3 = 0 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} B_1 \approx -\psi_3^* \psi_4 = \gamma_{00}^2 g_K^2 g_0^B, \\ B_2 \approx i B_1, \\ B_3 \approx 0, \\ B_1 \approx -\psi_4^* \psi_3 = \gamma_{00}^2 g_K g_0^B, \\ B_2 \approx i B_1, \\ B_3 \approx 0 \end{array} \right.$$

On a négligé les termes produits des petits composants associés aux harmoniques γ_2 .

On peut séparer les termes donnant la probabilité de capture d'un électron K ($m_I = 1/2$) de ceux donnant la probabilité de l'autre électron K ($m_I = -1/2$) : soit P_K^+ et P_K^- ces probabilités ; elles

peuvent s'écrire :

$$P_K^+ \approx g^2/8n^2 \cdot [|\sigma_1 - i\sigma_2|^2 + |\sigma_3|^2] q^2 g_K^2, \text{ avec } q = \varepsilon_0 + \varepsilon_K \text{ en unités universelles}$$

$$P_K^- \approx g^2/8n^2 \cdot [|\sigma_1 + i\sigma_2|^2 + |\sigma_3|^2] q^2 g_K^2$$

P_K^+ et P_K^- ne sont pas égales et la probabilité totale étant la somme de P_K^+ et P_K^- s'écrit :

$$P_K = P_K^+ + P_K^- \approx g^2/4n^2 \cdot [\sum \sigma_i^2] q^2 g_K^2; \text{ d'où :}$$

$$(4-49\text{bis}) \quad P_K \approx \frac{g^2}{4n^2} |M|^2 (\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2 g_K^2 \quad \text{c'est la formule de Möller.}$$

On a ainsi une formule également invariante dans les rotations de l'espace ordinaire ; certains termes de l'élément de matrice $|M|$ s'annulent suivant les valeurs M initiales ; $|\sigma_1 + i\sigma_2|$ correspond à $\Delta M = 1$, $|\sigma_1 - i\sigma_2|$ à $\Delta M = -1$, $|\sigma_3|$ à $\Delta M = 0$.

Remarquons que cette formule est légèrement différente de celle obtenue par Marshak [M2] qui écrit P_K sous la forme suivante:

$$P_K \approx g^2/4n^2 \cdot \frac{|\sigma_1 - i\sigma_2|^2}{n_K} \cdot n_K \cdot q^2 g_K^2;$$

n_K étant le nombre d'électrons de la capture K ; on aura donc en général $n_K = 2$ ce qui revient à poser la probabilité de capture égale pour les deux électrons d'où une différence d'un facteur 2 ; en outre le seul élément de matrice utilisé par Marshak est $|\sigma_1 - i\sigma_2|/\sqrt{2}$ et la réduction à cette forme n'est pas possible dans tous les cas.

X
X X

Cette discussion dans le cas des transitions permises a été faite en collaboration avec S.R. de Groot, R. Nataf et H.A. Tolhoek [BIO] .

C - TRANSITIONS INTERDITES : EMISSION ; TYPES PRINCIPAUX.

C/I - Etude de la transition $\Delta J = 1, \Delta L = 2$.

D'après les remarques générales résumées dans le tableau XI on peut utiliser les opérateurs $\vec{\beta}\vec{\sigma}$ et $\vec{\beta}\vec{\omega}$; pour $\vec{\beta}\vec{\sigma}, l_{\min} = \Delta L = 2$ et les termes principaux sont associés à des harmoniques sphériques en Y_2 , pour $\vec{\beta}\vec{\omega}, l_{\min} = \Delta L - 1 = 1$ et les termes principaux sont

associés à γ_1 . On effectue le calcul pour les deux interactions ; les termes leptons associés à γ_1 sont plus grands que ceux associés à γ_2 mais l'élément de matrice nucléaire en $\beta \vec{\sigma}$: $|\int \psi_f^* \beta \vec{\sigma} \psi_i d\tau|$ est plus petit que celui en $\beta \vec{6}$; on ne peut donc négliger a priori une des deux interactions.

a) Interaction $\beta \vec{\sigma}$.

La partie de la probabilité correspondant à $j_I + j_2 = I$ est associée à des termes leptons en $\gamma_{j_1+j_2-1} = \gamma_{00}$ qui s'annulent dans l'intégrale puisque $\Delta L = 2$; il en résulte que la partie principale de la probabilité de cette transition ($\Delta J = I, \Delta L = 2$) s'obtient soit en prenant les petits termes en γ_2 correspondant à $j_I + j_2 = I$, soit en prenant les termes associés à $j_I + j_2 = 3$.

1) Termes associés à $j_I + j_2 = 3$. Le calcul est précisément effectué ci-après pour $\Delta J = 3, \Delta L = 2$: les termes obtenus sont en $q^4 R^4, p^2 q^2 R^4, p^4 R^4$ mais les éléments de matrice nucléaire $|M_A|$ correspondent à $\Delta M = m_1 + m_2 = I, 2$ et 3 .

2) Termes associés à $j_I + j_2 = I$. Les termes principaux sont en γ_2, l_I et l_2 , sont toujours des parités différentes et on a seulement à considérer $j_I = 0 + I/2$ et $j_2 = I - I/2$ (et les valeurs symétriques $j_I = I - I/2, j_2 = 0 + I/2$).

Termes leptons : $m_I + m_2 = I$; $m_I = m_2 = I/2$

$$\text{en } \gamma_2 \quad \left\{ \begin{array}{l} B_1 : -\psi_1 \psi_3 + \psi_2 \psi_4 = -\frac{i}{3} (\gamma_{10}^2 - 2\gamma_{11}^2) f_0 g_{-2}^B = -\frac{2i}{3\sqrt{5}} \gamma_{00} (\gamma_{20} - \sqrt{6} \gamma_{22}) f_0 g_{-2}^B, \\ B_2 : -i(\psi_1 \psi_3 + \psi_2 \psi_4) = -\frac{2i}{3\sqrt{5}} \gamma_{00} (\gamma_{20} + \sqrt{6} \gamma_{22}) f_0 g_{-2}^B, \\ B_3 : \psi_1 \psi_4 + \psi_2 \psi_3 = \frac{2i\sqrt{2}}{3} \gamma_{10} \gamma_{11} f_0 g_{-2}^B = \frac{2i\sqrt{2}}{\sqrt{15}} \gamma_{00} \gamma_{21} f_0 g_{-2}^B. \end{array} \right.$$

Ces termes sont précisément ceux négligés dans le calcul des transitions permises ($\Delta J = I, \Delta L = 0$) ; les valeurs symétriques en j_I et j_2 donnent les fonctions radiales symétriques $g_{-2}^B f_0^B$.

rappelons que (cf.App.III) : $f_0^B \simeq g_{-2}^B \simeq \frac{q^2 R}{3\sqrt{n}}$; $f_0^2 + g_{-2}^2 \simeq \frac{2}{n} \cdot \epsilon p \sigma_0 \cdot \frac{1-\gamma_0}{2}$

la probabilité peut alors s'écrire : $P(\epsilon) \simeq 2n g^2 2\gamma_{00}^2 \cdot \frac{q^4 R^2}{g n} \left(f_0^2 + g_{-2}^2 \right) \left| \int \left[\left(\psi_f^* \frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{\sqrt{2}} \psi_i \right) \frac{2}{3\sqrt{5}} \gamma_{20} + \left(\psi_f^* \frac{\sigma_1 - i\sigma_2}{\sqrt{2}} \psi_i \right) \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{15}} \gamma_{21} \right] d\tau \right|^2$

ou encore :

$$(4-50) \quad \left| P(\epsilon) \simeq g^2 / 2n^3 \cdot |M|^2 \cdot \frac{1-\gamma_0}{2} \cdot \frac{q^2 R^2}{g} \cdot \epsilon p q^2 \sigma_0 \cdot \left| \left(\psi_f^* \sigma_3 \psi_i \right) \frac{2}{\sqrt{15}} \gamma_{21} \right| d\tau \right|^2$$

Les termes $P_0 \equiv \varepsilon p q^2 \Gamma_0$ sont précisément ceux intervenant dans les transitions permises. L'élément de matrice $|M|^2$ peut encore s'écrire [cf. (4-46 bis)] :

$$(4-5I) \quad |M|^2 \equiv \left\langle JLM=J \left| \frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{\sqrt{2}} \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{Y_{20}}{Y_{00}} + \frac{\sigma_1 - i\sigma_2}{\sqrt{2}} \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{15}} \frac{Y_{22}}{Y_{00}} - \sigma_3 \frac{2}{\sqrt{15}} \frac{Y_{21}}{Y_{00}} \right| J'L'M'=J' \right\rangle^2$$

dans lequel on a introduit le facteur Y_{00} par raison d'homogénéité.

Pour obtenir un élément de matrice invariant dans les rotations d'espace il serait nécessaire d'ajouter les termes correspondant à $\Delta M = 0$, $\Delta M = 1$; ces termes sont nuls et ne modifieraient pas la probabilité. On conserve donc cet élément de matrice sous la forme (4-5I) ; la partie angulaire dépendra finalement des coefficients des harmoniques sphériques en $Y_{20}, Y_{21}^*, Y_{22}^*$ de l'élément de matrice nucléaire, déterminés quand on connaît les nombres quantiques J, L, M, J', L', M' de la transition.

b) Interaction $\beta \vec{\alpha}$.

La partie principale correspond à $j_1 + j_2 = 1$ et à des termes leptons en Y_1 ; ℓ_1 et ℓ_2 ayant des parités différentes, on a encore $j_2 = 0 + 1/2$ et $j_2 = 1 - 1/2$.

Termes leptons en Y_1 : Posons $A \equiv \Psi \cdot \beta \vec{\alpha}^* C \Psi$ (Cf. App.III)

La partie principale des termes leptons correspondant à $m_1 = m_2 = \frac{1}{2}$ ($\Psi_4 = \Psi_2 = 0$) s'écrit :

$$\begin{cases} A_1 = \Psi_1 \Psi_1 + \Psi_3 \Psi_3 = -\sqrt{\frac{1}{3}} Y_{00} Y_{10} \left(f_0 f_{-2}^B - g_0 g_{-2}^B \right) , \\ A_2 \equiv i A_{11} \\ A_3 = -\Psi_2 \Psi_1 - \Psi_3 \Psi_4 = \sqrt{\frac{2}{3}} Y_{00} Y_{11} \left(f_0 f_{-2}^B - g_0 g_{-2}^B \right) . \end{cases}$$

d'où la probabilité s'écrit en tenant compte des termes symétriques:

$$P(\varepsilon) \approx 2\pi g^2 \cdot 2 Y_{00}^2 \left| \int \left[\left(\Psi_f^* \frac{\alpha_1 + i\alpha_2}{\sqrt{2}} \Psi_i \right) \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{10} - \left(\Psi_f^* \alpha_3 \Psi_i \right) \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{11} \right] d\tau \right|^2 \left[\left(f_0 f_{-2}^B - g_0 g_{-2}^B \right) + \left(f_{-2} f_0^B - g_{-2} g_0^B \right) \right]$$

Or les fonctions radiales d'après App.II sont égales à :

$$\left(f_0^2 + g_{-2}^2 \right) \frac{q^2}{n} + \left(g_0^2 + f_{-2}^2 \right) \frac{q^4 R^2}{9n} - \left(f_0 g_0 + f_{-2} g_{-2} \right) \frac{2}{3n} q^3 R$$

et l'importance relative de ces différents termes, dépendant de $\bar{z}$ et $\bar{\varepsilon}_0$, sont respectivement proportionnels à $\frac{q^2 \bar{z}^2}{4}$, $\frac{q^4 R^2}{9}$, $2\bar{z} \times qR/3$.

D'où finalement :

$$(4-52) \quad P(\epsilon) \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M'|^2 \left(\frac{1-\gamma_0}{2} + \frac{1+\gamma_0}{2} \frac{q^2 R^2}{g} - \sqrt{2} \left| \frac{qR}{3} \right| \right) \epsilon p q^2 \Gamma_0$$

avec $|M'|^2 = \langle J \ L \ M = J \mid J-1, L-2, M-1 \rangle^2 |M_p|^2 \epsilon_0^2 R^2 \lambda^2$

x
x x

C/2 - Etude de la transition $\Delta J = 2, \Delta L = 2$.

La transition (cf. tableau XI) peut s'effectuer par les opérateurs $\vec{\beta}\vec{\sigma}$ ou $\vec{\beta}\vec{\alpha}$.

a) Interaction $\vec{\beta}\vec{\sigma}$.

La partie principale est obtenue pour $j_I + j_2 = 2$ et est associée aux termes leptons en γ^2 ; j_I et j_2 sont de mêmes types et les seules possibilités sont $j_I = 0 + \frac{I}{2}$, $j_2 = I + \frac{I}{2}$; $j_I = I + \frac{I}{2}$, $j_2 = 0 + \frac{I}{2}$; ainsi que les valeurs symétriques.

Termes leptons : 1) $j_I = 0 + I/2$, $j_2 = I + I/2$; $m_I = I/2$, $m_2 = 3/2$;

$\psi_4 = \psi_4 = 0$. D'où :

$$\begin{cases} B_I = -\psi_1 \psi_3 - \psi_3 \psi_1 = -i \sqrt{\frac{1}{5}} \gamma_{00} \gamma_{21} (f_0 g_1^B + g_0 f_1^B), \\ B_2 = i B_1, \\ B_3 = \psi_2 \psi_3 + \psi_3 \psi_2 = i \sqrt{\frac{4}{5}} \gamma_{00} \gamma_{22} (f_0 g_1^B + g_0 f_1^B). \end{cases}$$

On a tenu compte des relations $\gamma_{10} \gamma_{11} = \sqrt{\frac{3}{5}} \gamma_{00} \gamma_{21}$, $\gamma_{11}^2 = \sqrt{\frac{6}{5}} \gamma_{00} \gamma_{22}$.

La probabilité correspondant à ces termes et à ceux symétriques $j_I = I - \frac{I}{2}$, $j_2 = 2 - \frac{I}{2}$, peut s'écrire :

$$(4-53) \quad \left\{ P(\epsilon) \simeq 2ng^2 \cdot 2\gamma_{00}^2 \left| \int \left[\left(\psi_f^* \frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{\sqrt{2}} \psi_i \right) \sqrt{\frac{1}{5}} \gamma_{21} - \left(\psi_f^* \sigma_3 \psi_i \right) \sqrt{\frac{2}{5}} \gamma_{22} \right] dt \right|^2 \right. \\ \left. \left[(f_0 g_1^B + g_0 f_1^B)^2 + (g_{-2} f_{-3}^B + f_{-2} g_{-3}^B)^2 \right] \right\}$$

2) $j_I = I + \frac{I}{2}$, $j_2 = 0 + \frac{I}{2}$; $m_I = \frac{3}{2}$, $m_2 = \frac{I}{2}$.

On obtient la même partie angulaire, mais la partie radiale devient : $g_1 f_0^B + f_1 g_0^B$ et la probabilité s'écrit :

$$(4-54) \quad P(\epsilon) \simeq 2ng^2 \cdot 2\gamma_{00}^4 |M|^2 \left[(g_1 f_0^B + f_1 g_0^B) + (f_{-3} g_{-2}^B + g_{-3} f_{-2}^B)^2 \right]$$



compte tenu des termes symétriques $j_I = 2 - \frac{I}{2}$, $j_2 = I - \frac{I}{2}$.

$$\begin{matrix} & x \\ x & & x \end{matrix}$$

b) Interaction $\beta \vec{\alpha}$.

La partie principale est encore donnée par $j_I + j_2 = 2$, mais les termes leptons sont en γ_1 ; j_I et j_2 sont encore de même type et les termes principaux correspondent aux mêmes valeurs des nombres quantiques des leptons émis.

Termes leptons.

$$1) j_I = 0 + I/2, j_2 = I + I/2; m_I = I/2, m_2 = 3/2.$$

$$\begin{cases} A_I \simeq \psi_3 \varphi_3 = \gamma_{00} \gamma_{11} g_0 g_1^B, \\ A_2 \simeq i A_1, \\ A_3 \simeq 0. \end{cases}$$

$$2) j_I = I + \frac{I}{2}, j_2 = 0 + \frac{I}{2}; m_I = \frac{3}{2}, m_2 = \frac{I}{2}.$$

Les termes angulaires ne sont pas modifiés et la partie radiale devient : $g_1 g_0^B$.

Finalement la probabilité correspondant à ces deux cas et à leur symétrique s'écrit :

$$(4-55) P(\varepsilon) \simeq 2ng^2 \cdot 2\gamma_{00}^4 \cdot |M'|^2 \cdot [g_0^2 (g_1^B)^2 + f_{-2}^2 (f_{-3}^B)^2 + g_1^2 (g_0^B)^2 + f_{-3}^2 (f_{-2}^B)^2]$$

avec :

$$(4-56) |M'|^2 \equiv \left\langle JLM=J \left| \frac{\alpha_1 + i\alpha_2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\gamma_{11}}{\gamma_{00}} \right| J-2, L-2, M'=J-2 \right\rangle^2 |M'_p|^2$$

$$\begin{matrix} & x \\ x & & x \end{matrix}$$

c) Termes croisés $\beta \vec{\sigma} \cdot \beta \vec{\alpha}$.

Outre les termes $\beta \vec{\sigma}$ et $\beta \vec{\alpha}$ précédents, il est nécessaire de considérer les termes croisés en $\beta \vec{\sigma} \cdot \beta \vec{\alpha}$; en effet la probabilité peut s'écrire symboliquement $P \sim \left| \int (\vec{\sigma}) \cdot (\psi \beta \vec{\sigma}^* \varphi) d\tau + \int (\vec{\alpha}) \cdot (\psi \beta \vec{\alpha}^* \varphi) d\tau \right|^2$ et en plus des termes simples il faut considérer les termes croisés de la forme :

$$\left| \int (\vec{\sigma}) \cdot (\psi \beta \vec{\sigma}^* \varphi) d\tau \cdot \int (\vec{\alpha})^* \cdot (\psi \beta \vec{\alpha}^* \varphi)^* d\tau + c.c. \right|$$

Ce terme croisé correspond également à $M' = J' = J - 2$ et les valeurs de j_I et j_2 pour lesquelles il ne s'annule pas sont précisé-

ment les valeurs correspondant aux termes simples : il ne peut évidemment y avoir un tel terme croisé que si $j_1 l_1 m_1, j_2 l_2 m_2$ ont les mêmes valeurs pour les opérateurs $\beta \vec{\sigma}$ et $\beta \vec{\alpha}$, c'est précisément le cas des transitions $\Delta J = \Delta L$ pour ΔL pair (Cf. Tableau XI).

Considérons d'abord $j_1 = 0 + \frac{1}{2}, j_2 = 1 + \frac{1}{2}; m_1 = \frac{1}{2}, m_2 = \frac{3}{2}$; la probabilité due au terme croisé s'écrit dans ce cas :

$$P(\varepsilon) \simeq 2\pi g^2 \cdot 2Y_{00}^4 |N|^2 (f_0 g_1^B + g_0 f_1^B) g_0 g_1^B$$

avec :

$$(4-57) \begin{cases} |N|^2 = \left[\frac{1}{Y_{00}^2 \sqrt{5}} \langle JLM=J | \frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{\sqrt{2}} Y_{21} - \sigma_3 \sqrt{2} Y_{22} | J-2, L-2, M'=J-2 \rangle \right. \\ \left. \langle JLM=J | \frac{\alpha_1 + i\alpha_2}{\sqrt{5}} Y_{11} | J-2, L-2, M' \rangle^* [M_P] [M'_P]^* + c.c. \right] \simeq 2|M_A|^2 |M_P|^2 \varepsilon_0 R \lambda \end{cases}$$

En tenant compte des trois autres couples de valeurs j_1 et j_2 possibles on obtient pour la probabilité totale due au terme croisé :

$$(4-58) \left\{ P(\varepsilon) \simeq 2\pi g^2 \cdot 2Y_{00}^4 |N|^2 \left[(f_0 g_1^B + g_0 f_1^B) g_0 g_1^B + (g_{-2} f_{-3}^B + f_{-2} g_{-3}^B) f_{-2} f_{-3}^B + (g_1 f_0^B + f_1 g_0^B) g_1 g_0^B + (f_{-3} g_{-2}^B + g_{-3} f_{-2}^B) f_{-3} f_{-2}^B \right] \right\}$$

d) Formule générale de la probabilité pour $\Delta J = \Delta L = 2$.

En développant les fonctions radiales des leptons on obtient pour les trois sortes de termes :

Termes en $|\beta \vec{\sigma}|^2$:

$$(4-59a) P_1(\varepsilon) \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \varepsilon p q^2 \left[\left(\frac{1-\delta_0}{2} \Gamma_0 \frac{q^2}{g} + \frac{2+\delta_1}{4} \Gamma_1 p^2 \frac{q^2}{g} \right) R^2 + \left(\frac{\alpha|\alpha|}{2} \Gamma_0 \frac{q^3}{g} + \frac{\alpha|\alpha|}{2} \Gamma_1 p^2 \frac{q^3}{g} \right) R^3 + \left(\frac{1+\delta_0}{2} \Gamma_0 \frac{q^4}{g^2} + \frac{2+\delta_1}{4} \Gamma_1 p^2 \frac{q^4}{g^2} \right) R^4 \right]$$

La partie principale des termes en $\frac{1-\delta_0}{2}, \frac{(2-\delta_1)}{4}$ proportionnelle à $\alpha^2 z^2$ est d'un ordre de grandeur comparable à $p^2 R^2$ ou $q^2 R^2$

Termes en $|\beta \vec{\alpha}|^2$:

$$(4-59b) P_2(\varepsilon) \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M'|^2 \varepsilon p q^2 \left[\frac{1+\delta_0}{2} \Gamma_0 \frac{q^2}{g} + \frac{2+\delta_1}{4} \Gamma_1 p^2 \right] R^2$$

Termes croisés $(\beta \vec{\sigma}, \beta \vec{\alpha})$:

$$(4-59c) P_3(\varepsilon) \simeq \frac{g^2}{2n^3} |N|^2 \varepsilon p q^2 \left[\left(\frac{\alpha|\alpha|}{2} \Gamma_0 \frac{q^2}{g} + \frac{\alpha|\alpha|}{4} \Gamma_1 p^2 \right) R^2 + \left(\frac{1+\delta_0}{2} \Gamma_0 \frac{q^3}{g} + \frac{2+\delta_1}{4} \Gamma_1 p^2 \frac{q^3}{g} \right) R^3 + \left(\frac{p^2 q}{3} \right) R^3 \right]$$

En tenant compte de (4-45bis) et de (4-46c) on peut mettre

les éléments de matrice $|M|^2$, $|M'|^2$, $|N|^2$ sous la forme suivante :

$$\begin{cases} |M|^2 = |M_A|^2 |M_P|^2 = \langle JLM=\bar{J} | \bar{J}-2, L-2, M-2 \rangle^2 |M_P|^2 \\ |M'|^2 = |M_A|^2 \epsilon_0^2 R^2 \lambda^2 |M_P|^2 \\ |N|^2 = |M_A|^2 [(M_P)(M_P)^* + c.c.] \simeq |M_A|^2 2\epsilon_0 R \lambda |M_P|^2. \end{cases}$$

C/3 - Etude de la transition $\Delta J = 3$, $\Delta L = 2$

D'après le tableau XI la partie principale est donnée par l'opérateur β_6 et est associée à des harmoniques sphériques en γ_2 ; l'opérateur β_2 donnerait des termes plus petits en γ_3 . On effectue donc le calcul pour $\Omega \equiv \beta_6$ et $j_1 + j_2 = 3$; le calcul peut toujours se ramener au seul terme correspondant à $\Delta M = 3$; en outre, ℓ_1 et ℓ_2 étant de parité différente les termes principaux sont ceux correspondant avec émissions de leptons dans les états suivants :

Etats	j_1	j_2	$j_1 + j_2$ ou $m_1 + m_2$	m_1	m_2
a	$0 + 1/2$	$3 - 1/2$	3	$1/2$	$5/2$
b	$1 + 1/2$	$2 - 1/2$	3	$3/2$	$3/2$
c	$2 + 1/2$	$1 - 1/2$	3	$5/2$	$1/2$

auxquels il faut ajouter les états symétriques qu'il est inutile de préciser puisqu'ils sont associés aux fonctions radiales symétriques des leptons, tous les autres termes restant identiques.

Termes leptons.

Etat a) $\Psi_4 = \Psi_2 = 0$; $\begin{cases} B_1 \simeq -\Psi_3 \Psi_1 = -i \gamma_{00} \gamma_{22} g_0 \ell_{-4}^B, \\ B_2 \simeq i B_1, \\ B_3 \simeq 0 \end{cases}$

Etat b) $\Psi_4 = \Psi_2 = 0$; $\begin{cases} B_1 \simeq -\Psi_3 \Psi_1 = -i \gamma_{11}^2 g_1 \ell_{-3}^B = i \sqrt{\frac{6}{5}} \gamma_{00} \gamma_{22} g_1 \ell_{-3}^B, \\ B_2 \simeq i B_1, \\ B_3 \simeq 0 \end{cases}$

Etat c) $\Psi_4 = \Psi_2 = 0$; $\begin{cases} B_1 \simeq -\Psi_3 \Psi_1 = -i \gamma_{00} \gamma_{22} g_2 \ell_{-2}^B, \\ B_2 \simeq i B_1, \\ B_3 \simeq 0 \end{cases}$

La partie de la probabilité correspondant à ces états a) b) et c) peut donc s'écrire :

$$P(\varepsilon) \approx 2nq^2 \cdot 2\gamma_{00}^4 \cdot |M|^2 \left[q_0^2 \left(\frac{p}{-4} \right)^2 + \frac{6}{5} q_1^2 \left(\frac{p}{-3} \right)^2 + q_2^2 \left(\frac{p}{-2} \right)^2 \right] \quad \text{avec}$$

$$|M|^2 = \left\langle JLM = J \left| \frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{\sqrt{2}} \frac{\gamma_{22}}{\gamma_{00}} \right| J-3, L-2, M' = J-3 \right\rangle^2 |M_P|^2$$

en tenant compte des états symétriques et en développant (Cf. App. II) les fonctions radiales des leptons on obtient comme probabilité totale de la transition $\Delta J = 3, \Delta L = 2$:

$$(4-60) \quad \boxed{P(\varepsilon) \approx \frac{q^2}{2n^3} \cdot |M|^2 \cdot \varepsilon p q^2 \cdot \left[\frac{1+\delta_0}{2} \frac{\sigma_0}{225} \frac{q^4}{9} + \frac{6}{5} \frac{2+\delta_1}{4} \frac{\sigma_1}{9} \frac{p^2 q^2}{9} + \frac{3+\delta_2}{6} \frac{\sigma_2}{6} \frac{p^4}{9} \right] R^4}$$

C/4 - Etude de la transition $\Delta J = 3, \Delta L = 4$.

C'est un type de transition analogue à celui $\Delta J = 1, \Delta L = 2$ et peut s'effectuer par les opérateurs $\beta \vec{\sigma}$ ou $\beta \vec{\alpha}$; pour $\Omega \equiv \beta \vec{\sigma}, l_{min} = \Delta L = 4$ et les termes principaux sont associés à des harmoniques sphériques en Y_4 correspondant d'une part à $j_I + j_2 = 3$ (termes du second ordre en Y_4) et d'autre part à $j_I + j_2 = 5$ (termes en $q^8 R^8, p^6 q^2 R^8, p^4 q^4 R^8, p^2 q^6 R^8, p^8 R^8$) ; pour $\Omega \equiv \beta \vec{\alpha}, l_{min} = \Delta L - 1 = 3$, les termes principaux sont associés à des harmoniques sphériques en Y_3 .

a) Interaction $\beta \vec{\sigma}$.

1) Termes associés à $j_I + j_2 = 3$. Ce sont précisément les termes du second ordre en Y_4 négligés dans l'étude de la transition $\Delta J = 3, \Delta L = 2$; les fonctions propres des leptons correspondent aux mêmes états a) b) et c).

Termes leptons :

Etat a) :
$$\begin{cases} B_1 : -\psi_1 \psi_3 + \psi_2 \psi_4 = -i \frac{\sqrt{2}}{21} (\gamma_{10} \gamma_{32} - \sqrt{12} \gamma_{11} \gamma_{33}) \int_0 g_{-4}^B, \\ B_2 : -i (\psi_1 \psi_3 + \psi_2 \psi_4) = -i \frac{1}{21} (\gamma_{10} \gamma_{32} + \sqrt{12} \gamma_{11} \gamma_{33}) \int_0 g_{-4}^B, \\ B_3 : \psi_1 \psi_4 + \psi_2 \psi_3 = i \frac{\sqrt{2}}{21} (\sqrt{3} \gamma_{10} \gamma_{33} + \gamma_{11} \gamma_{32}) \int_0 g_{-4}^B. \end{cases}$$

en tenant compte de :

$$\left\{ \begin{aligned} \gamma_{10} \gamma_{32} &= \sqrt{\frac{4}{7}} \gamma_{42} \gamma_{00} + \sqrt{\frac{3}{7}} \gamma_{22} \gamma_{00} \\ \gamma_{11} \gamma_{33} &= \sqrt{\frac{4}{3}} \gamma_{44} \gamma_{00} \\ \gamma_{10} \gamma_{33} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \gamma_{43} \gamma_{00} \end{aligned} \right\} \quad \gamma_{11} \gamma_{32} = \gamma_{43} \gamma_{00}$$

et de l'état symétrique $j_I = 1 - \frac{1}{2}, j_2 = 2 + \frac{1}{2}$ la probabilité correspondant à l'état a) s'écrit :

$$P_a(\epsilon) \approx \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \frac{1-\gamma_0}{2} P_0 \cdot \frac{q^6 R^6}{(905)^2}$$

avec

$$(4-6I) \left\{ |M|^2 \equiv \frac{1}{21 \gamma_{00}^2} \cdot \langle JLM=J | \frac{\epsilon_1 + i\epsilon_2}{\sqrt{2}} \frac{2}{\sqrt{3}} \gamma_{42} + \frac{\epsilon_1 - i\epsilon_2}{\sqrt{2}} \frac{4}{\sqrt{3}} \gamma_{44} - \epsilon_3 \frac{2}{\sqrt{3}} \gamma_{43} \right| \\ J=3, L=4, M'=J-3 \rangle^2 |M_p|^2 \right.$$

Etat b) : un calcul analogue conduit à :

$$P_b(\epsilon) \approx \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \frac{6}{5} \epsilon p q^2 \frac{2-\gamma_1}{4} \epsilon_1 \frac{p^2 q^4}{225} R^6,$$

Etat c) : de même on obtient :

$$P_c(\epsilon) \approx \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \frac{3-\gamma_2}{6} p^4 \frac{q^2}{9} R^6.$$

Finalement la probabilité totale pour les termes associés à $j_I + j_2 = 3$ s'écrit :

$$(4-62) P(\epsilon) \approx \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \epsilon p q^2 \left[\frac{1-\gamma_0}{2} \frac{q^6}{(105)^2} + \frac{6}{5} \frac{2-\gamma_1}{4} \epsilon_1 \frac{p^2 q^4}{225} + \frac{3-\gamma_2}{6} \frac{p^4 q^2}{9} \right] R^6.$$

2) Termes associés à $j_I + j_2 = 5$

Les termes principaux sont en γ_{44} , ℓ_1 et ℓ_2 ayant des parités différentes ces termes correspondent aux émissions de leptons dans les états suivants :

Etats	j_1	j_2	$j_1 + j_2$ ou $m_1 + m_2$	m_1	m_2
a	$0 + 1/2$	$5 - 1/2$	5	$1/2$	$9/2$
b	$1 + 1/2$	$4 - 1/2$	5	$3/2$	$7/2$
c	$2 + 1/2$	$3 - 1/2$	5	$5/2$	$5/2$
d	$3 + 1/2$	$2 - 1/2$	5	$7/2$	$3/2$
e	$4 + 1/2$	$1 - 1/2$	5	$9/2$	$1/2$

auxquels il faut ajouter les états symétriques :

Termes leptons : $\psi_4 = \psi_1 = 0$ d'où $B_1 \approx -\psi_3 \varphi_1$, $B_2 \approx i B_1$, $B_3 \approx 0$; il suffit donc de calculer les valeurs de B_1 , on a résumé les résultats dans le tableau ci-après, pour les 5 états possibles ainsi que les valeurs correspondantes des probabilités :

Etats	$B_1 \approx -\psi_3 \varphi_1$	$(4/64)P(\varepsilon) \approx \frac{q^2}{2n^3} \cdot \left \frac{6_1 + i6_2}{\sqrt{5}} \frac{\gamma_{44}}{\gamma_{00}} \right ^2 M_1 ^2 \dots$
a	$-i \gamma_{44} \gamma_{00} g_0 f_{-6}^B$	$\varepsilon p q^2 \frac{1+\delta_0}{2} \sigma_0 \cdot q^8 / (945)^2 \cdot R^8$
b	$-i \sqrt{\frac{4}{3}} \gamma_{44} \gamma_{00} g_1 f_{-5}^B$	$\frac{4}{3} \varepsilon p q^2 \frac{2+\delta_1}{4} \sigma_1 \cdot p^2 q^6 / (105)^2 \cdot R^8$
c	$-i \sqrt{\frac{10}{7}} \gamma_{44} \gamma_{00} g_2 f_{-4}^B$	$\frac{10}{7} \varepsilon p q^2 \frac{3+\delta_2}{6} \sigma_2 \cdot p^4 q^4 / 225 \cdot R^8$
d	$-i \sqrt{\frac{4}{3}} \gamma_{44} \gamma_{00} g_3 f_{-3}^B$	$\frac{4}{3} \varepsilon p q^2 \frac{4+\delta_3}{8} \sigma_3 \cdot p^6 q^2 / 9 \cdot R^8$
e	$-i \gamma_{44} \gamma_{00} g_4 f_{-2}^B$	$\varepsilon p q^2 \frac{5+\delta_4}{10} \sigma_4 \cdot p^8 \cdot R^8$

On a effectué le calcul pour simplifier dans le cas $\Delta M = 5$
 $= m_1 + m_2$, mais on doit en outre considérer les éléments de Matrice
 $|M_A|^2$ correspondant à $\Delta M = 3$ et $\Delta M = 4$.

b) Interaction $\beta \vec{d}$.

La partie principale correspond à des termes leptons en γ_3
et s'obtient pour $j_1 + j_2 = 3$; les états dans lesquels les leptons
sont émis sont ceux de la transition $\Delta J = 3$, $\Delta L = 2$.

Termes leptons en γ_3 . $\psi_4 = \psi_2 = 0$; $A_1 = \psi_1 \varphi_1 + \psi_3 \varphi_3$, $A_2 = i A_1$, $A_3 = -\psi_2 \varphi_1 - \psi_3 \varphi_4$

Etats	Termes en A_1	Termes en A_3
a	$\sqrt{\frac{1}{7}} \gamma_{32} \gamma_{00} (g_0 g_{-4}^B - f_0 f_{-4}^B)$	$\sqrt{\frac{6}{7}} \gamma_{33} \gamma_{00} (f_0 f_{-4}^B - g_0 g_{-4}^B)$
b	$\sqrt{\frac{6}{5}} \frac{1}{7} \gamma_{32} \gamma_{00} (g_1 g_{-3}^B - f_1 f_{-3}^B)$	$\sqrt{\frac{6}{5}} \frac{6}{7} \gamma_{33} \gamma_{00} (f_1 f_{-3}^B - g_1 g_{-3}^B)$
c	$\sqrt{\frac{1}{7}} \gamma_{32} \gamma_{00} (g_2 g_{-2}^B - f_2 f_{-2}^B)$	$\sqrt{\frac{6}{7}} \gamma_{33} \gamma_{00} (f_2 f_{-2}^B - g_2 g_{-2}^B)$

La probabilité s'écrit donc en tenant compte des états symé-
triques :

$$(4-64) \left\{ P(\varepsilon) \approx \frac{q^2}{2n^3} |M'|^2 \left[\varepsilon p q^2 \left(\frac{1+\delta_0}{2} \sigma_0 \frac{q^6}{(105)^2} + \frac{6}{5} \frac{2+\delta_1}{4} \sigma_1 \frac{p^2 q^4}{225} + \frac{3+\delta_2}{6} \sigma_2 \frac{p^4 q^2}{9} \right) R^8 \right. \right. \\
+ \left(\frac{1-\delta_0}{2} \sigma_0 \frac{q^4}{225} + \frac{6}{5} \frac{2-\delta_1}{4} \sigma_1 \frac{p^2 q^2}{9} + \frac{3-\delta_2}{6} \sigma_2 p^4 \right) R^4 \\
\left. \left. - \left(\alpha |z| \sigma_0 \frac{q^5}{15 \cdot 105} + \frac{6}{5} \frac{\alpha |z|}{2} \sigma_1 \frac{p q^4}{45} + \frac{\alpha |z|}{3} \sigma_2 \frac{p^4 q}{3} \right) R^5 \right] \right\}$$

avec $|M'|^2 = \frac{1}{7 Y_0^2} \cdot \left\langle JLM=J \left| \frac{\alpha_1 + i\alpha_2}{\sqrt{2}} Y_{32} - \alpha_3 \sqrt{3} Y_{33} \right| J-3, L-4, M'=J-3 \right\rangle^2 |M'_P|^2$

qu'on peut encore écrire :

$$|M|^2 = \left\langle JLM=J \left| J-3, L-4, M-3 \right\rangle^2 |M_P|^2 \xi_0^2 R^2 \lambda^2.$$

D - TRANSITIONS INTERDITES : CAPTURE K ; TYPES PRINCIPAUX.

On limite à la capture K l'étude détaillée des formules de probabilité pour les transitions interdites ; dans ce cas $j_I = 0 + \frac{I}{2}$, $|m_I| = \frac{I}{2}$, d'où les calculs sont beaucoup simplifiés. En outre, ℓ_I et ℓ_2 ont même parité et il en résulte (tableau XII) que les seules valeurs possibles de j_2 sont $0 + \frac{I}{2}$, $2 + \frac{I}{2}$, $4 + \frac{I}{2}$, etc... On détermine les probabilités pour les mêmes types de transitions déjà étudiés dans le cas de l'émission β ; les calculs s'effectuent de façon tout à fait analogue.

D/I - Etude de la transition $\Delta J = I$, $\Delta L = 2$.

a) Interaction $\beta\bar{\beta}$.

1) Termes associés à $j_I + j_2 = 3$. Ce sont les termes que l'on détermine précisément pour $\Delta J = 3$, $\Delta L = 2$, mais les éléments de matrice $|M_A|$ correspondront à $\Delta M = I, 2, 3$.

2) termes en Y_2 associés à $j_I + j_2 = I$. On considère seulement $j_2 = 0 + \frac{I}{2}$, $m_2 - m_I = I$ ($m_I = -\frac{I}{2}$, $m_2 = \frac{I}{2}$).

Termes leptons (Cf. App.IIIV)

$$\begin{cases} B_I : \psi_1^* \psi_2 + \psi_2^* \psi_1 = \left(-\frac{2}{3} Y_{11}^2 + \frac{1}{3} Y_{10}^2 \right) f_K f_0^B = \frac{2}{3\sqrt{5}} Y_{00} \left(Y_{20} - \sqrt{6} Y_{22} \right) f_K f_3^B \\ B_2 : i \left(-\psi_1^* \psi_2 + \psi_2^* \psi_1 \right) \\ B_3 : \psi_1^* \psi_1 - \psi_2^* \psi_2 = -2 \sqrt{\frac{2}{15}} Y_{00} Y_{21} f_K f_0^B. \end{cases}$$

Les parties angulaires sont précisément celles obtenues dans le cas de l'émission β , seules les parties radiales sont différentes ; la probabilité correspondante peut donc s'écrire :

$$(4-65) P_K \approx \frac{g^2}{4\pi^2} \cdot |M|^2 f_K^2 q^4 \frac{R^2}{g}$$

L'élément de matrice $|M|^2$ est identique à celui de la formule (4-5I) pour l'émission β .

b) Interaction $\beta \vec{\alpha}$.

Termes leptons principaux en Y_1 (Cf. App. IIV) $j_I + j_2 = 1$;

$$j_I = j_2 = 0 + \frac{1}{2} ; m_I = -\frac{1}{2}, m_2 = \frac{1}{2}.$$

$$\psi_3 = \psi_4 = 0 \quad \text{d'où} \quad \begin{cases} A_I = \psi_2^* \psi_3 - \psi_4^* \psi_1 = -i \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{10} Y_{00} (f_K g_0^B - g_K f_0^B), \\ A_2 = i A_1, \\ A_3 = \psi_1^* \psi_3 + \psi_4^* \psi_2 = i \sqrt{\frac{2}{3}} Y_{11} Y_{00} (f_K g_0^B - g_K f_0^B). \end{cases}$$

et la probabilité correspondante s'écrit :

$$(4-66) \quad P_K \approx \frac{g^2}{4\pi^2} |M|^2 \left(g_K^2 \frac{q^4}{g} + f_K^2 q^2 - \frac{2}{3} g_K f_K q^3 \right) R^2$$

l'élément de matrice $|M|^2$ étant identique à celui de la formule correspondante (4-52) pour l'émission β .

D/2 - Etude de la transition $\Delta J = 2, \Delta L = 2$.

La transition (cf. Tableau XII) peut également s'effectuer par les opérateurs $\beta \vec{\sigma}$ et $\beta \vec{\alpha}$.

a) Interaction $\beta \vec{\sigma}$.

La partie principale correspond à $j_I + j_2 = 2$ et est associée aux harmoniques en Y_2 :

Termes leptons en Y_2 : $j_I = 0 + \frac{1}{2}, j_2 = 2 - \frac{1}{2} ; m_2 - m_I = 2$ d'où $m_I = -\frac{1}{2}, m_2 = 3/2 ; \psi_3 = \psi_4 = 0$:

$$\begin{cases} B_I = \psi_2^* \psi_1 - \psi_4^* \psi_3 = -\frac{1}{\sqrt{5}} Y_{21} Y_{00} (f_K f_{-3}^B - g_K g_{-3}^B), \\ B_2 = i B_1, \\ B_3 = \psi_1^* \psi_1 + \psi_4^* \psi_4 = \sqrt{\frac{4}{5}} Y_{22} Y_{00} (f_K f_{-3}^B - g_K g_{-3}^B). \end{cases}$$

La probabilité correspondante s'écrit :

$$(4-67) \quad P_K^{(1)} \approx \frac{g^2}{4\pi^2} |M|^2 \left(f_K - g_K \frac{qR}{f} \right)^2 \frac{q^4 R^2}{g}.$$

$$\text{avec } |M|^2 = \left\langle JLM=J \left| \frac{5_1 + i 5_2}{\sqrt{2}} \frac{Y_{21}}{Y_{00} \sqrt{5}} - 6_3 \sqrt{\frac{2}{5}} \frac{Y_{22}}{Y_{00}} \right| J-2, L-2, M-2 \right\rangle^2 |M_p|^2.$$

b) Interaction $\beta \vec{\alpha}$.

Termes leptons en Y_1 :

Mêmes valeurs de j_I, j_2, m_I, m_2 .

$$\begin{cases} A_1 \simeq -\psi_4^* \psi_1 = i \gamma_{11} \gamma_{00} g_K f_{-3}^B, \\ A_2 \simeq i A_1, \\ A_3 \simeq 0 \end{cases}$$

La probabilité s'écrit :

$$(4-68) \quad P_K^{(2)} \simeq \frac{g^2}{4\pi^2} \cdot |M'|^2 \cdot g_K^2 \cdot \frac{q^4 R^2}{g}$$

avec $|M'|^2 = \left\langle JLM=J \left| \frac{\gamma_{11}}{\sqrt{2}} \frac{\gamma_{00}}{\gamma_{00}} \right| J-2, L-2, M-2 \right\rangle^2 |M_P|^2 = |M_A|^2 |M_P|^2 \epsilon_0^2 R^2 \lambda^2$

c) Termes croisés en $\beta \vec{\sigma} \cdot \beta \vec{\sigma}$.

Comme dans le cas de l'émission β il est nécessaire de considérer la probabilité correspondant à $\beta \vec{\sigma} \cdot \beta \vec{\sigma}$: il existe un seul terme croisé pour la seule valeur commune de j_I, j_2, m_I et m_2 .

$$(4-69) \quad P_K^{(3)} \simeq \frac{g^2}{4\pi^2} \cdot |N|^2 \cdot \left(\frac{1}{f_K} - g_K \frac{qR}{f} \right) \left(\frac{q^2 R^2}{f} \right) g_K$$

avec $|N|^2 \simeq |M_A|^2 |M_P|^2 2\epsilon_0 R \lambda$ comme dans le cas de l'émission β

$$(\Delta J = \Delta L = 2)$$

La probabilité totale s'écrit $P_K = P_K^{(1)} + P_K^{(2)} + P_K^{(3)}$ et la partie angulaire des éléments de matrice est identique à celle de la transition correspondante avec émission β .

D/3 - Etude de la transition $\Delta J = 3, \Delta L = 2$.

D'après le tableau XII la partie principale est donnée par l'opérateur $\beta \vec{\sigma}$ et est associée à des harmoniques sphériques en Y_2 ; l'étude est analogue au cas de l'émission β mais beaucoup plus simple : pour la capture K on considère seulement $j_I = 0 + \frac{1}{2}, j_2 = 2 + \frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}, m_2 = 5/2$.

Termes leptons en Y_2 : $\psi_3 = \psi_4 = 0$.

$$\begin{cases} B_1 \simeq -\psi_4^* \psi_3 = \gamma_{22} \gamma_{00} g_K g_2^B, \\ B_2 \simeq i B_1, \\ B_3 \simeq 0. \end{cases}$$

La probabilité correspondante s'écrit :

$$(4-70) \quad P_K \simeq \frac{g^2}{4\pi^2} \cdot |M|^2 \cdot g_K^2 \cdot \frac{q^6 R^4}{225}$$

avec $|M|^2 = \left\langle JLM=J \left| \frac{\gamma_{22}}{\sqrt{2}} \frac{\gamma_{00}}{\gamma_{00}} \right| J-3, L-2, M-3 \right\rangle^2 |M_P|^2$

D/4) Etude de la transition $\Delta J = 3, \Delta L = 4$.

Le calcul de la probabilité de cette transition par capture K s'effectue d'une manière analogue au cas correspondant de l'émission β :

a) Interaction $\beta\bar{6}$:

1) Termes associés à $j_I + j_2 = 3$. Ce sont les termes du second ordre négligés dans le calcul de la probabilité correspondant à $\Delta J = 3, \Delta L = 2$; d'où $j_I = 0 + \frac{I}{2}, j_2 = 2 + \frac{I}{2}, m_I = -\frac{I}{2}, m_2 = 5/2$.

Termes leptons en Y_4 :

$$\begin{cases} B_I \simeq -\sqrt{\frac{1}{21}} (Y_{32} Y_{10} - \sqrt{12} Y_{33} Y_{11}) f_K f_2^B, \\ B_2 \simeq -\sqrt{\frac{1}{21}} (Y_{32} Y_{10} + \sqrt{12} Y_{33} Y_{11}) f_K f_2^B, \\ B_3 \simeq \sqrt{\frac{1}{21}} (\sqrt{3} Y_{33} Y_{10} + Y_{11} Y_{32}) f_K f_2^B. \end{cases}$$

d'où :

$$(4-71) \quad P_K \simeq \frac{g^2}{4\pi^2} |M|^2 f_K^2 \frac{q^8 R^6}{(105)^2} \quad \text{avec } |M|^2 \text{ identique à (4-6I).}$$

2) Termes associés à $j_I + j_2 = 5$: On effectue le calcul pour $\Delta M = 5$ mais il faut aussi considérer les éléments de matrice $|M_A|$ correspondant à $\Delta M = 3$ et 4.

Termes leptons en Y_4 : un seul terme $j_I = 0 + \frac{I}{2}, j_2 = 4 + \frac{I}{2}; m_I = -\frac{I}{2}, m_2 = 9/2$, d'où $\psi_3 = \psi_4 = 0$.

$$\begin{cases} B_I \simeq -\psi_4^* \psi_3 = Y_{44} Y_{00} g_K g_4^B, \\ B_2 \simeq i B_1, \\ B_3 \simeq 0 \end{cases}$$

d'où la probabilité s'écrit :

$$(4-72) \quad P_K \simeq \frac{g^2}{4\pi^2} |M|^2 g_K^2 \frac{q^{10} R^8}{(945)^2} \quad \text{avec } |M|^2 \text{ identique à (4-63).}$$

b) Interaction $\beta\bar{2}$.

Termes leptons en Y_2 : $j_I + j_2 = 3, j_I = 0 + \frac{I}{2}, j_2 = 2 + \frac{I}{2}; m_I = -\frac{I}{2}, m_2 = 5/2$ d'où $\psi_3 = \psi_4 = 0$.

$$\begin{cases} A_I \simeq -\psi_4^* \psi_1 = i\sqrt{\frac{1}{7}} Y_{32} Y_{00} g_K f_2^B, \\ A_2 \simeq i A_1, \\ A_3 \simeq \psi_4^* \psi_2 = -i\sqrt{\frac{6}{7}} Y_{33} Y_{00} g_K f_2^B. \end{cases}$$

d'où

$$(4-73) \quad P_K \simeq \frac{g^2}{4\pi^2} |M'|^2 g_K^2 \frac{q^8 R^6}{(105)^2} \quad \text{avec } |M'|^2 \text{ identique à (4-64).}$$

1. Die Bedeutung der Wirtschaftsprüfung

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung. Sie dient der Sicherstellung der Richtigkeit und Vollständigkeit der Rechnungslegung und ist somit ein wichtiges Instrument zur Kontrolle der Geschäftstätigkeit.

2. Die Aufgaben der Wirtschaftsprüfung

Die Aufgaben der Wirtschaftsprüfung sind vielfältig und umfassen die Prüfung der Bilanz, der GuV, der K&V sowie der sonstigen Unterlagen. Dabei ist es wichtig, die Einhaltung der gesetzlichen Vorschriften zu überprüfen und die Richtigkeit der Angaben zu bestätigen.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

Die Wirtschaftsprüfung ist ein zentraler Bestandteil der Unternehmensverwaltung.

V - PROBABILITES DES TRANSITIONS β ET STRUCTURE DES NIVEAUX NUCLEAIRES : COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE.

Les formules donnant les probabilités de transition β , tiennent compte des nombres quantiques J et L introduits dans les hypothèses sur la structure des niveaux nucléaires ; il est donc possible maintenant de comparer ces formules et les hypothèses précédentes avec les caractères expérimentaux des transitions β .

5/I - GENERALISATION DU CRITERE DE KONOPINSKI.

Une première indication sur la nature de la transition est obtenue à l'aide de la formule de Fermi ou de celle de Möller, suivant qu'il s'agit d'émission β ou de capture K. La formule de Fermi peut s'écrire (4-49) :

$$(51) \quad \frac{1}{T} = \frac{|M|^2}{T_0} \int_1^{E_0} P_0 d\varepsilon$$

et celle de Möller d'une manière analogue (4-49 bis) :

$$(52) \quad \frac{1}{T_K} = \frac{\pi}{2} \frac{|M|^2}{T_0} P_K^0$$

T et T_K étant les périodes partielles correspondant à la transition avec émission β ou capture K ; par exemple, dans le cas d'une transition simple avec émission β^+ (nécessairement accompagnée de capture K), on a $T_K/T_+ = P_+/P_K$ et la période Θ observée s'écrit :

$$\Theta = \frac{1}{T_+} + \frac{1}{T_K}.$$

On peut donc associer à chaque transition β particulière une valeur de $T_0/|M|^2$ d'après les relations (51) et (52) ; dans le cas de l'émission β , $T_0/|M|^2 = \int_1^{E_0} P_0 d\varepsilon \times T$ est précisément le pro-

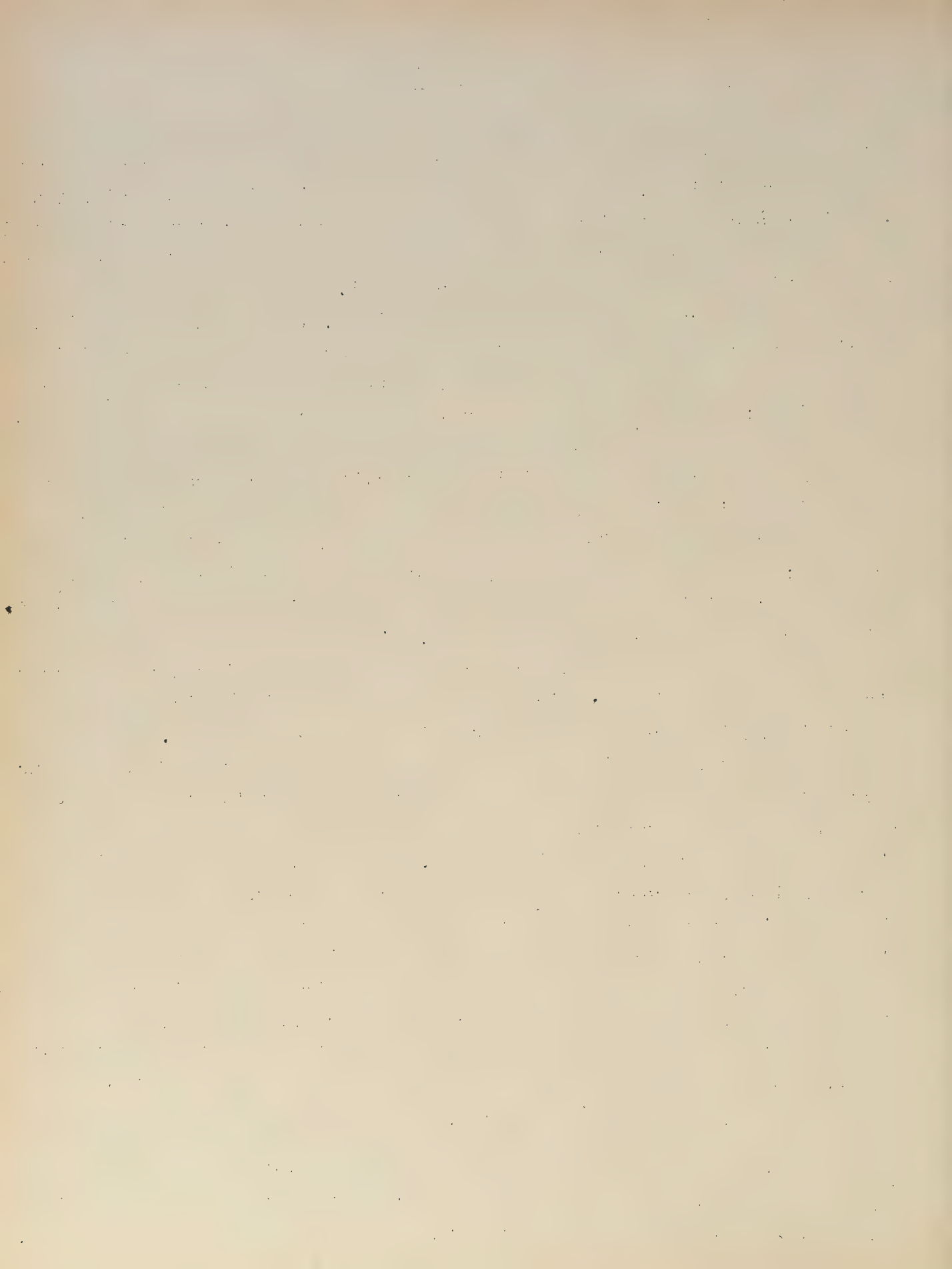
duit fT de Konopinski [KI] et la valeur de ce produit permet de classer les transitions. Cette méthode de classification est d'ailleurs identique à celle utilisant les courbes de Sargent ; toutefois on utilise en général pour tracer les courbes de Sargent une formule approchée déduite de la formule exacte de Fermi.

Dans le cas des transitions permises, la formule de Fermi est précisément celle qui permet d'obtenir la probabilité de transition et $|M|^2$ est ^{alors} exactement l'élément de matrice nucléaire associé à cette transition ; on obtient dans ce cas des valeurs de $T_0/|M|^2$ ^{vraisemblables} de 10^3 environ pour Z petit.

Dans le cas des transitions interdites au contraire, la formule de Fermi ne s'applique plus et la valeur de $|M|^2 \ll 1$ qu'on peut encore déduire de cette formule n'aura pas de signification directe précise ; les valeurs de $T_0/|M|^2$ sont supérieures à celles obtenues pour les transitions permises et constituent simplement une indication utile sur la nature de la transition. L'étude de la répartition des valeurs de $T_0/|M|^2$ obtenue par la méthode de Konopinski permet donc d'obtenir une première indication sur l'ordre d'interdiction de la transition, c'est ce qu'a fait Konopinski en 1943 [KI].

On peut généraliser cette méthode et utiliser la formule exacte correspondant à la transition étudiée ; la valeur de $T_0/|M|^2$ obtenue correspond alors exactement à la transition et il en est de même de l'élément de matrice nucléaire $|M|^2$. En outre, toutes les fois qu'il sera possible, on calculera $T_0/|M|^2$ correspondant à la partie radiale de l'élément de matrice ; c'est cette grandeur $T_0/|M_r|^2$ que l'on prendra comme inconnue et dont on étudiera la variation avec Z . Pour les noyaux légers on peut souvent prévoir les configurations possibles et utiliser les formules précises correspondantes, mais plus la complexité des espèces nucléaires s'accroît, plus il est difficile de trouver les formules convenables et par conséquent de simplifier les éléments de matrice nucléaires.

En résumé : cette méthode, généralisation du critère de Konopinski, permet dans le cas des noyaux légers d'étudier l'élément de matrice nucléaire et d'obtenir des indications sur les structures nucléaires.



5/2 - ETUDE DES TRANSITIONS PERMISES. VALEUR DE LA CONSTANCE DE COUPLAGE T_0 :

La constante T_0 est directement liée à la force d'interaction nucléon-lepton puisque $1/T_0 = g^2/2n^3 L^2$; la connaissance de cette valeur est donc importante. En outre connaissant T_0 on peut déterminer $|M|^2$ lorsqu'on a pu calculer $T_0/|M|^2$.

A - RADIOACTIVITE DU NEUTRON.

Pour déterminer T_0 on s'adresse aux transitions permises les plus simples pour lesquelles $|M|^2$ peut être pris égal à l'unité sans erreur considérable. La transition idéale est évidemment la transformation d'un neutron en proton avec émission d'un électron : si l'on suppose que les fonctions radiales du neutron et du proton sont en première approximation égales, on a alors :

$$(53) \quad |M_p|^2 = \left| \int G_p^* G_n dz \right|^2 = 1$$

et on peut alors connaître T_0 exactement. Toutefois, on ne possède pas encore de renseignements expérimentaux suffisamment précis sur la radioactivité du neutron pour déterminer T_0 avec une grande précision à partir de cette transition ; récemment Robson [R3] en 1949 a obtenu pour la période du neutron $9 \lesssim T \lesssim 18$ minutes.

La transition $n \rightarrow p$ est du type ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ et l'électron est émis avec une énergie maximum $w_0 = (0,76 \pm 0,03)$ Mev (valeur obtenue à partir des masses du neutron, proton et électron) d'où $\xi_0 = 2,48$ et on calcule $\int_0^{\xi_0} \frac{1+\xi_0}{\xi} \varepsilon p q^2 G_0 d\xi = 1,50$; l'élément de matrice nucléaire s'écrit : $|M|^2 = \left\langle \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2} \left| \frac{2}{\sqrt{3}} \left| \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2} \right\rangle \right|^2 \right| M_p|^2 = 1$ en tenant compte de (4-47) et (53), d'où $T_0 = f.T = 810$ pour $T = 9$ min. et finalement :

(54)

$$800 \lesssim T_0 \lesssim 1600$$

Ce résultat suppose que tous les neutrons sont dans un état S , et que $\left| \int G_p^* G_n dz \right|^2 = 1$.

B - TRANSITION $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He}$; $^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}$.

Dans ce cas on a encore $|M_A|^2 = 1$ et $|M_P|^2 = \left| \int G^*(^3\text{He}) \cdot G(^3\text{He}) \right|^2$
 $d\tau|^2 \simeq 1$; d'où $1/T = \frac{1}{T_0} |M_P|^2$; on calcule $r = 4 \cdot 10^{-6}$ avec
 $w_0 = 18,8 \text{ kev}$ [H3, S5] , si $T = 12,46 \text{ a}$ [J2] on obtient :

$$(55) \quad \boxed{\frac{T_0}{|M_P|^2} = 1500 \pm 150} \quad \text{soit } T_0 = 1500 \pm 150 \text{ si } |M_P|^2 = 1 -$$

C - TRANSITIONS $^6\text{He} \rightarrow ^6\text{Li}$ -

D'après le Tableau VI, ^6Li est un mélange des configurations ^3S_I et ^3D_I ($\simeq 10\%$) ; on suppose en outre que ^6He (pair-pair) est entièrement dans l'état $^1S_0$.

Etude de $^1S_0 \rightarrow ^3S_I$; $w_0 = (3,230 \pm 0,015) \text{ Mev}$ [P3] d'où $\int_0^{E_0} P_0 dE \simeq 690$; $T = (0,823 \pm 0,013) \text{ s}$ [H4] .

Or $|M|^2 = \frac{2J'+1}{2J+1} <101 | \frac{G_1 + iG_2}{\sqrt{2}} , \frac{1}{\sqrt{3}} | 000 >^2 |M_P|^2$
 et $|M_A|^2 = \frac{2}{3}$ d'après les relations de spectroscopie atomique
 d'où $|M|^2 = 3 |M_A|^2 |M_P|^2 = 2 |M_P|^2$.

Finalement $T_0 / |M_P|^2 = 2 f T \simeq 1140$,

$$(56) \quad \boxed{\frac{T_0}{|M_P|^2} = 1140 \pm 50}$$

On n'a pas tenu compte jusqu'ici de la configuration ^3D_I du ^6Li ; si l'on suppose que la proportion de ^3D_I est de l'ordre de 10%, comme semble l'indiquer l'étude des moments nucléaires, la probabilité de la transition totale $^1S_0 \rightarrow (^3S_I + ^3D_I)$ doit être multipliée par environ 0,9 (poids de l'état ^3S_I) car on peut négliger la probabilité de la transition $^1S_0 \rightarrow ^3D_I$ ($\Delta J = 1, \Delta L = 2$) devant celle de $^1S_0 \rightarrow ^3S_I$ ($\Delta J = 1, \Delta L = 0$). Il en résulte que $T_0 / |M_P|^2$ se trouverait diminué d'environ 10% soit $T_0 / |M_P|^2 \simeq 1000$.

D) TRANSITION $^{11}\text{C} \xrightarrow{\beta^+} ^{11}\text{B}$ ($T = 20,0 \text{ min}$) : $f(w_0 = 0,98 \text{ Mev}) \simeq 3,4$ d'où $fT \simeq 4100$; la transition est permise d'où il résulte $\Delta J = 0, 1$ et $\Delta L = 0$. On connaît $J(^{11}\text{B}) = \frac{3}{2}$ et le moment magnétique nucléaire de ^{11}B ($\simeq 2,69$) peut être interprété (Cf. Tableau VII) comme un mélange ($^2P + ^4F$). Le moment angulaire total de ^{11}C , $J = \frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$, s'accorde aussi bien avec le modèle quasi-

atomique qu'avec la nature permise de la transition $^{11}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B}$; toutefois $J = \frac{3}{2}$ conviendrait mieux au fort couplage spin-orbite $[M4, M5]$ qui semble exister dans le noyau.

La transition $^{11}\text{C} (^2\text{P}_{3/2}) \rightarrow ^{11}\text{B} (^2\text{P}_{3/2})$ semble donc prédominante ; dans ce cas $|M|^2$ s'écrit :

$$(57) \quad |M|^2 \equiv \sum_{M'} \langle 3/2, 1, 3/2 | \frac{\vec{r}}{\sqrt{3}} | 3/2, 1, M' \rangle^2 |M_p|^2 = \frac{5}{9} |M_p|^2$$

d'où $\boxed{\frac{T_0}{|M_p|^2} \simeq 2250}$.

La capture d'électron est négligeable : $P_K/P_+ \simeq 6 \cdot 10^{-3}$. On peut également négliger la probabilité de la transition $^2\text{P} \rightarrow ^4\text{F}$ et considérer la valeur (57) comme une indication quantitative sur la proportion de la configuration ^4F . ($\simeq 30\%$) en tenant compte des autres valeurs (54), (55) et (56).

E - TRANSITION $^{12}\text{B} \xrightarrow{\beta^-} ^{12}\text{C} \quad (T \simeq 2,2 \cdot 10^{-2} \text{s}) ; f(W_0 \simeq 12 \text{Mev}) = 3,34 \cdot 10^5$, d'où $f T \simeq 7350$ et la transition est permise : $\Delta J = 0, I$; $\Delta L = 0$. Le moment angulaire total de ^{12}C est très probablement nul (noyau pair pair), il en résulte que $J(^{12}\text{B}) = 0$ ou I ; en outre, d'après le modèle quasi-atomique, $J(^{12}\text{B})$ est très probablement égal à I et les configurations principales sont $^3\text{S}_I$ et $^3\text{D}_I$.

Considérons $^{12}\text{B} (^3\text{S}_1) \rightarrow ^{12}\text{C} (^1\text{S}_0)$; l'élément de matrice nucléaire de cette transition partielle s'écrit :

$$|M|^2 \equiv \langle 101 | \frac{6+i6z}{\sqrt{2}} \times \frac{1}{\sqrt{3}} | 000 \rangle^2 |M_p|^2 = \frac{2}{3} |M_p|^2$$

d'où :

$$(58) \quad \frac{T_0}{|M_p|^2} = \frac{2}{3} \cdot f T \simeq 4900.$$

Il semble donc que, si $|M_p|^2$ a une valeur voisine de celle (57) qu'il possédait dans la transition $^{11}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B}$, l'espèce nucléaire ^{12}B comprenne une proportion notable de configuration $^3\text{D}_I$. (On peut en effet négliger la probabilité de la transition $^3\text{D}_I \rightarrow ^1\text{S}_0$).

F - TRANSITION $^{26}\text{Al} \xrightarrow{\beta^+} ^{26}\text{Mg} : T \simeq 6\text{s}, f(W_0 \simeq 3,0 \text{Mev}) \simeq 330$

d'où $f T \simeq 1980$ et la transition est permise. Or $J(^{26}\text{Mg}) = 0$ très probablement d'où $J(^{26}\text{Al}) = 0$ ou I ; en outre, d'après le modèle quasi-atomique, les configurations principales de ^{26}Al sont encore $^3\text{S}_I$ et $^3\text{D}_I$.

Considérons $^{26}_{11}\text{Al} \left(^3\text{S}_1 \right) \rightarrow ^{26}_{12}\text{Mg} \left(^1\text{S}_0 \right)$; l'élément de matrice nucléaire de cette transition partielle s'écrit également :

$$|M|^2 = \langle 101 | 000 \rangle^2 |M_p|^2 = \frac{2}{3} |M_p|^2$$

d'où $T_0 / |M_p|^2 \simeq \frac{2}{3} \times 330.6 \simeq 1320$ à 15 % environ. La capture K est aussi négligeable et :

(59)

$$\boxed{\frac{T_0}{|M_p|^2} = 1320 \pm 150}$$

La proportion d'état $^3\text{D}_1$ est négligeable.

G - CONCLUSIONS.

De l'étude des transitions permises précédentes il résulte que :

- 1°) la constante T_0 de couplage nucléon lepton est voisine de 1000 :

$$T_0 \simeq 10^3$$
- 2°) les fonctions propres radiales des noyaux légers ne diffèrent pas sensiblement entre elles : $\left| \int G_f^* G_i dr \right|^2 \simeq 1$.
- 3°) les transitions considérées comme permises d'après le critère de Konopinski sont associées à $\Delta L = 0$.
- 4°) La valeur de la grandeur $T_0 / |M_p|^2$ est une indication quantitative précise sur la proportion du mélange des configurations principales constituant les espèces nucléaires participant à la transition.

5/3 - ETUDE DES TRANSITIONS INTERDITES.

A) - TRANSITION $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N}$; [B7] .*

La désintégration du $^{14}_6\text{C}$ possède une période très longue (5720 $\pm$ 47) ans [E2] ; à partir de l'énergie $w_0 = (155 \pm 1)$ kev [F3], très faible, on calcule $f(w_0) \simeq 6 \cdot 10^{-30}$ d'où $fT \simeq 1,08 \cdot 10^9$. La transition est donc interdite ; la valeur correspondante de fT pour les transitions permises étant environ 10^3 . En outre, la valeur du moment angulaire total de $^{14}_6\text{C}$ a été récemment déterminée par Jenkins [J3] égale à 0 comme le prévoit la structure de ce noyau pair-pair ; on connaît [K2] également $J \left(^{14}_7\text{N} \right) = 1$: la

* E. Feenberg et H. Primakoff ont suggéré dans un article paru en Juin 1949 { [F2] cf. page 1892 } , une explication analogue à celle développée ici et dans [B7] .

transition ${}^4_6\text{C} \rightarrow {}^4_7\text{N}$ s'accompagne donc d'un changement de J d'une unité seulement. Si en outre, comme il est très probable, la transition ne s'accompagne pas d'un changement de parité, il en résulte d'après les règles classiques de sélection de Gamow-Teller que la transition devrait être permise, ce qui est contraire aux résultats expérimentaux. Ces règles de sélection sont basées sur un couplage tensoriel entre nucléon et leptons ; or il semble difficile d'abandonner ce type d'interaction qui donne seule, en première approximation, des résultats en accord avec l'expérience.

On pourrait alors faire l'hypothèse que la transition s'accompagne d'un changement de parité : mais d'une part cette hypothèse est contraire à tout modèle quasi-atomique et il semble bien que les noyaux ${}^4_6\text{C}$ et ${}^4_7\text{N}$ de la série $4n + 2$ possèdent la même parité ; d'autre part ce changement de parité n'est pas suffisant pour expliquer une période aussi longue ; dans ce cas en effet l'opérateur $\beta \vec{\sigma}$ effectuerait la transition et amènerait $T_0/|M|^2$ à une valeur minimum de $\{T_0 \cdot 10^9 \cdot R^2 \simeq 1,0810^9 \times (1,303)^2 \times (9,3)^2 \cdot 10^{-6} \simeq 1,610^5$ encore beaucoup trop faible. Sur la base des règles de sélections de Gamow-Teller la transition ${}^4_6\text{C} \rightarrow {}^4_7\text{N}$ se comporte d'une façon nettement anormale.

Cette difficulté se trouve résolue si l'on applique les hypothèses et formules précédentes. D'après le modèle quasi-atomique ${}^4_6\text{C}$ comprend en première approximation uniquement la configuration $1s_0$; ${}^4_7\text{N}$ par contre comprend un mélange des configurations ${}^3s_1$ et ${}^3d_1$; en outre (Cf Tableau VI) son moment magnétique expérimental étant 0,40 et $\mu_c({}^3s_1) = 0,88$, $\mu_c({}^3d_1) = 0,31$, il semble que la configuration ${}^3d_1$ soit prépondérante.

Etudions donc la transition : ${}^4_6\text{C} (1s_0) \rightarrow {}^4_7\text{N} ({}^3d_1)$ associée à $\Delta J = 1$, $\Delta L = 2$. Le calcul des termes principaux de la probabilité correspondant à ce type de transition a été effectué précédemment ; on a obtenu deux séries de termes associés aux opérateurs $\beta \vec{6}$ et $\beta \vec{\sigma}$:

$$\begin{aligned} \text{a) } P_a(E) &\simeq \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \cdot \frac{1-\gamma_0}{2} \cdot \frac{q^2 R^2}{g} \varepsilon p q^2 G_0 && \text{d'après (4-50)} \\ \text{b) } P_b(E) &\simeq \frac{g^2}{2n^3} |M'|^2 \left(\frac{1-\gamma_0}{2} + \frac{1+\gamma_0}{2} \frac{q^2 R^2}{g} - \sqrt{1/2} q R/3 \right) \varepsilon p q^2 G_0 && \text{d'après (4-52)} \end{aligned}$$

On calcule : $\varphi_1 \equiv \int_0^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^4 \sigma_0 d\varepsilon \simeq 2,80 \cdot 10^{-4}$

$$\varphi_2 \equiv \int_0^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^3 \sigma_0 d\varepsilon \simeq 1,08 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{1-\delta_0}{2} = 6,5 \cdot 10^{-4} ; R \simeq 9,3 \cdot 10^{-3}$$

et l'on peut comparer l'ordre de grandeur des différents termes :

$$P_a \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \cdot 6,5 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{9,3 \cdot 10^{-3}}{3} \right)^2 \cdot 2,8 \cdot 10^{-4} \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 S ; S \simeq 1,75 \cdot 10^{-12}$$

$$P_b \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M'|^2 (A_1 + A_2 + A_3) \quad \begin{cases} A_1 \simeq 3,9 \cdot 10^{-6} \\ A_2 \simeq 2,7 \cdot 10^{-9} \\ A_3 \simeq 1,7 \cdot 10^{-7} \end{cases}$$

d'où $P_b \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M'|^2 A_1$; mais on conservera le terme A_3 qui représente $\simeq 4,5 \%$ du terme A_1 , d'où $P_b \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M'|^2 3,73 \cdot 10^{-6}$ et en posant $|M'|^2 \equiv |M|^2 \cdot \varepsilon_0^2 R^2 \lambda^2$ (avec $\lambda \gg 1$, $\varepsilon_0^2 R^2 \simeq 1,4 \cdot 10^{-4}$) on obtient :

$$P_b \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \lambda^2 5,25 \cdot 10^{-10}$$

On peut donc négliger P_a devant P_b : $P_a/P_b < 3 \cdot 10^{-3}$.

Remarquons qu'on peut aussi négliger les termes en $q^4 R^4$, $p^2 q^2 R^4$, $p^4 R^4$ provenant de l'opérateur $\beta \sigma$ pour $j_1 + j_2 = 3$ (4.60). En effet, $\int_0^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^6 \sigma_0 d\varepsilon \ll \varphi_1$ lui-même négligeable (termes) ; en outre, $\int_0^{\varepsilon_0} \varepsilon p^3 q^4 \sigma_1 d\varepsilon \ll \varphi_1$ et $\varphi_3 \equiv \int_0^{\varepsilon_0} \varepsilon p^5 q^2 \sigma_2 d\varepsilon < 10^{-4}$: la probabilité correspondant à ce dernier terme s'écrit $g^2/2n^3 \cdot |M|^2 \cdot \varphi_3 \cdot R^4 < g^2/2n^3 |M|^2 10^{-12}$ et est négligeable. Finalement on peut écrire la probabilité totale de la transition $I^4_C \rightarrow I^4_N$:

$$(5-10) \quad P \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \lambda^2 \left(\frac{1-\delta_0}{2} \right) \left(1 - \frac{2}{3} R \int_0^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^3 \sigma_0 d\varepsilon \right) \varepsilon_0^2 R^2$$

Le second terme provenant de A_3 représente $\simeq 4 \%$ du premier, d'où

$$(5-11) \quad P \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M'|^2 \frac{1-\delta_0}{2}$$

donne la probabilité de la transition avec une bonne approximation ; à partir de (5-10) on obtient $P \simeq \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \lambda^2 5,25 \cdot 10^{-10}$; l'élément de matrice $|M|^2$ s'écrit :

$$(5-12) \quad |M|^2 = \frac{2J+1}{2J+3} \langle 121 | 000 \rangle^2 |M_p|^2 = 3 |M_A|^2 |M_p|^2$$

d'où $\frac{T_0}{|M_p|^2} \simeq |M_A|^2 \lambda^2 T \cdot 16 \cdot 10^{-10} \simeq |M_A|^2 \lambda^2 300$ avec $1 < \lambda \leq 50$ et $|M_A|^2 \simeq 1$

La valeur de $T_0/|M_p|^2$ est donc d'un ordre de grandeur comparable à celui obtenu pour les transitions permises et pour des noyaux de même Z ; $|M_p|^2$ semble donc bien ne pas dépendre de l'ordre de

la transition et caractériser les fonctions propres radiales des no-^uyaux de la transition.

Une indication supplémentaire concernant la validité des formules (5-IO) et (5-II) est obtenue en considérant la forme du spectre d'énergie des électrons émis : en première approximation la formule (5-II) indique que $P \sim \varepsilon p q^2 G_0$ c'est-à-dire que le spectre possède une forme permise. L'analyse expérimentale du spectre effectuée par C.S. Cook [CI], confirmée par L. Feldman et C.S. Wu [F3] indique nettement une forme permise du spectre β jusqu'à des énergies aussi faibles que 25 kev.

L'interprétation de la transition $I^4C \rightarrow I^4N$ semble donc satisfaisante ; elle suppose essentiellement que le I^4N n'existe pas dans l'état ^3S_I , puisque la probabilité de la transition $I^4C (I^4S_0) \rightarrow I^4N ^3S_I$ serait environ 10^6 fois plus grande que ne l'indique l'expérience. Les hypothèses précédentes rendent compte de la faible probabilité de la transition et de la forme permise du spectre ; il reste toutefois à interpréter la légère différence entre la valeur expérimentale 0,40 du moment magnétique nucléaire de I^4N et la valeur calculée (0,31) en supposant une configuration ^3D_I .

B- TRANSITION $^{32}P \rightarrow ^{32}S$. $T \simeq 14,0 j$; $W_0 \simeq 1,7 \text{ MeV}$ d'où $f(W_0) \simeq 72$ et $fT \simeq 8,6.10^7$.

La transition $^{32}P \rightarrow ^{32}S$ semble du même type que celle précédente : la valeur de fT indique une transition interdite et la forme du spectre est permise [15]. La configuration principale du ^{32}P serait donc ^3D_I et compatible avec la couche 3d en cours de remplissage ; la probabilité de la transition $^{32}P (^3D_I) \rightarrow ^{32}S (I^4S_0)$ est donc donnée par la formule (5-II) en première approximation ; d'où :

$$\frac{I_0}{|M_{PI}|^2} = |M_A|^2 \lambda^2 \varepsilon^2 R^2 \frac{1-\gamma_0}{2} fT \simeq |M_A|^2 \cdot \lambda^2 \cdot 850.$$

résultat analogue à celui obtenu pour le I^4C . (La valeur de $|M_A|^2$ est 'd'ailleurs la même que pour I^4C).

C - TRANSITION $^{10}Be \xrightarrow{\beta^-} ^{10}B$. $T \simeq 3,10^{13} s$; $W_0 = (0,553 \pm 0,025) \text{ Mev}$ [F4] d'où $f(W_0) \simeq 0,532$ et $fT \simeq 5,310^{13}$. La transition est donc très interdite.

La configuration principale du $^{10}_5\text{B}$ semble être $^3\text{D}_3$: en accord avec la récente détermination de $J = 3$ [G7] et avec l'étude du moment magnétique nucléaire (cf. Tableau VI).

La probabilité de la transition $^{10}_4\text{Be} (I_{S_0}) \xrightarrow{\beta^-} ^{10}_5\text{B} (^3\text{D}_3)$, $\Delta J = 3$, $\Delta L = 2$, est donnée par la formule (4-60) ; il faut tenir compte en outre du facteur statistique $\frac{2J'+1}{2J+1} = 7$ puisque $J < J'$. Le calcul développé par R. Nataf et moi-même [B8] donne :

$$P = 7 \frac{g^2}{2n^3} |M|^2 \quad 3,5 \cdot 10^{-11}$$

$$\text{d'où } \frac{T_0}{|M_p|^2} = 7 |M_A|^2 \cdot 3,5 \cdot 10^{-11} \cdot T = |M_A|^2 \cdot 22 \cdot 10^3 \text{ avec } |M_A|^2 = \langle 323 | \frac{6+i6z}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\chi_{12}}{\chi_0} | 000 \rangle^2$$

L'ordre de grandeur de $T_0/|M_p|^2$ indique que le type choisi pour la transition est vraisemblablement correct ; pour préciser davantage il faudrait déterminer la valeur ^{précise} de $|M_A|^2$ et la proportion dans ^{10}B de la configuration $^3\text{G}_3$, ce que je n'ai pas fait dans cette étude.

Remarques sur les niveaux excités du ^{10}B :

a) Transition $^{10}_4\text{Be} \xrightarrow{\beta^-} ^{10}_5\text{B}^*$. La probabilité partielle de désintégration du ^{10}Be vers l'état excité de 411 kev du ^{10}B correspond à une période $\gg 10^{14}$ s et s'interprète convenablement [B8] par une transition du type $I_{S_0} \rightarrow I_{D_2}$; le premier niveau excité (I_{D_2}) du 411 kev du ^{10}B semble donc posséder une configuration orbitale analogue au niveau fondamental $^3\text{D}_3$ du ^{10}B .

b) Transition $^{10}_6\text{C} \rightarrow ^{10}_5\text{B}^*$. Cette transition est permise et s'interprète par une transition du type $I_{S_0} \rightarrow ^3\text{S}_1$, le niveau excité du ^{10}B étant vraisemblablement celui de 718 kev [B8, S6]. Ce second niveau excité semble donc posséder une configuration orbitale différente de celui de 411 kev (I_{D_2}) et du fondamental ($^3\text{D}_3$).

Ce résultat sur la configuration des niveaux est en accord avec les expériences de Lauritsen [L6] sur la transmutation sans capture $^{10}\text{B} (p,p) ^{10}\text{B}^*$: ces auteurs observèrent la raie γ de 411 kev mais n'ont pu exciter celle de 718 kev correspondant à $\Delta L = 2$.

D - CONCLUSIONS.

Les résultats satisfaisants de l'étude de la désintégration du ^{14}C , du ^{32}P et des nuclides de nombre de masse 10 apportent une nette indication en faveur des hypothèses et des formules précédentes; ils permettent en outre de donner les conclusions suivantes :

a) La variation ΔL du moment orbital intervient avec ΔJ pour donner l'ordre de grandeur de la probabilité de transition : par exemple $\Delta J = 1$ sans changement de parité correspondrait dans tous les cas, pour les règles de sélection de Gamow-Teller à une transition permise, mais on a vu que la probabilité des transitions avec $\Delta J = 1$ mais $\Delta L = 2$ est notablement diminuée (transition interdite) ; cette classe importante de transitions à laquelle appartiennent le ^{14}C , le ^{32}P et probablement aussi le ^{22}Na constitue l'exception principale aux règles de Gamow-Teller.

L'introduction des nombres quantiques J et L dans le processus de désintégration β amène donc à considérer de nouvelles règles de sélection* sur J et L ; ces règles sont plus précises que celles de Gamow-Teller mais nécessitent une connaissance plus détaillée de la structure du noyau.

b) La grandeur $T_0 / |M_p|^2$ semble en première approximation indépendante de la nature de la transition : sa valeur étant la même pour les transitions permises et interdites correspondant à des noyaux de même Σ . La détermination de $T_0 / |M_p|^2$ permet en outre de tester quantitativement la validité des hypothèses sur la structure des niveaux nucléaires intervenant dans la transition étudiée.

* R. Nataf [N2] a obtenu une conclusion voisine de la nôtre en partant de considérations uniquement théoriques.

VI - LE RAPPORT D'EMBRANCHEMENT CAPTURE K : EMISSION β^+ - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON ENTRE THEORIE ET EXPERIENCE

6/I - INTRODUCTION.-

On étudie dans ce chapitre les transitions pour lesquelles l'embranchement capture - émission β^+ existe. Soit P_c et P_+ les probabilités respectives des deux processus et ρ la valeur du rapport d'embranchement $\rho \equiv P_c/P_+$;

$$P_c = P_K + P_{L_I} + P_{L_{II}} + \dots \simeq P_K + P_{L_I}$$

et dans ce chapitre VI on se limite d'ailleurs à P_K .

A - CALCUL DU RAPPORT $\rho_K \equiv P_K/P_+$: TRANSITIONS PERMISES.-

La formule de Fermi convient pour la probabilité avec émission β^+ : $P_+ \simeq \frac{g^2}{20^3} |M_+|^2 \int_1^{\epsilon_0} P_0 d\epsilon$ ($Z < 0$) -

La formule de Möller convient pour la probabilité avec capture K :

$$P_K \simeq \frac{g^2}{4\pi^2} |M_K|^2 (\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 \frac{g_K^2}{2} \\ \text{d'où} \quad \rho_K \equiv \frac{P_K}{P_+} = \frac{\pi}{2} \frac{|M_K|^2 (\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 g_K^2}{|M_+|^2 \int_1^{\epsilon_0} P_0 d\epsilon}$$

L'élément de matrice nucléaire caractérise la transition $JL \rightarrow J'L$ indépendamment du mode de transformation par émission β^+ ou capture K, il conserve donc la même valeur dans les deux cas et

$$|M_K|^2 \equiv |M_+|^2 \equiv \sum \langle JLN=J | J'LM' \rangle^2 |M_P|^2$$

on a donc :

$$(6I) \quad \rho_K = \frac{\pi}{2} \frac{|M'|^2 (\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 g_K^2}{\int_1^{\epsilon_0} P_0 d\epsilon}$$

Cette formule est valable pour les transitions permises entre un état initial (JL) et un état final (J'L) : l'émission β^+ et la capture K amènent l'état initial au même état final. En outre cette formule est indépendante non seulement de l'élément de matrice $|M|^2$ mais aussi de la constante de couplage g^2 ; ces grandeurs sont pré-

cisément celles sur lesquelles on possède très peu de renseignements : pour les transitions permises la comparaison de P_K / P_+ avec l'expérience constitue donc un test quantitatif précis de la théorie générale de la désintégration β .

Remarque : Si l'on tient compte de la capture L_I , ρ s'écrira :

$$(62) \quad \rho = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{(\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 g_K^2 + (\epsilon_0 + \epsilon_{L_I})^2 g_{L_I}^2}{\int_{\epsilon_0}^{\epsilon_0} P_0 d\epsilon}$$

B - CALCUL DE P_K : TRANSITIONS INTERDITES.-

La constante g^2 de couplage nucléon-leptons s'élimine encore dans le rapport ρ mais il n'en est plus nécessairement de même pour l'élément de matrice nucléaire car en général plusieurs types d'éléments de matrice interviennent dans les formules de probabilité. Toutefois en première approximation on peut souvent ne considérer qu'un seul élément de matrice.

B/I - Transition $\Delta J = 1, \Delta L = 2$.

On suppose qu'il est possible de considérer seulement les termes en $\beta \alpha$; dans l'étude du ^{14}C cette approximation était satisfaisante, les termes négligés représentant environ 10^{-3} du terme principal ; ρ est alors donné par les formules (5.10) et (4.66) ; l'élément de matrice $|M'|^2$ disparaît dans le rapport :

$$(63) \quad \left\{ \rho_K \simeq \frac{\pi}{2} \cdot \frac{g_K^2 \frac{q^4}{2} + \frac{1}{2} g_K^2 q^2 - \frac{2}{3} g_K f_K q^3}{\frac{1-\gamma_0}{2} \int_{\epsilon_0}^{\epsilon_0} \epsilon p q^2 \sigma_0 d\epsilon - \alpha |z| \frac{R}{3} \int_{\epsilon_0}^{\epsilon_0} \epsilon p q^3 \sigma_0 d\epsilon} \right.$$

B/2 - Transition $\Delta J = 2, \Delta L = 2$.

On a établi les formules donnant la probabilité de cette transition dans le cas de l'émission β (4-59) et capture K (4-67 à 69) ; on peut les écrire sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_+ \simeq \frac{g^2}{2n^3} \cdot (|M|^2 T_1 + |M'|^2 T_2 + |N|^2 T_3) \\ P_K \simeq \frac{g^2}{4n^2} (|M|^2 T'_1 + |M'|^2 T'_2 + |N|^2 T'_3) \end{array} \right.$$

$$\begin{cases} T_1, T'_1 : \text{termes associés à l'élément de matrice nucléaire } |M|^2 \approx |M_A|^2 |M_P|^2 \\ T_2, T'_2 : \text{ " " " " " " } |M|^2 \approx |M_A|^2 |M_P|^2 \varepsilon_0^2 R^2 \lambda^2 \\ T_3, T'_3 : \text{ " " " " " " } |M|^2 \approx |M_A|^2 |M_P|^2 2\varepsilon_0 R \lambda \end{cases}$$

Si l'on peut estimer la valeur de λ on peut alors prévoir celle du rapport d'embranchement ρ_K :

$$(64) \left\{ \rho_K = \frac{T'_1 + \varepsilon_0^2 R^2 \lambda^2 T'_2 + 2 \varepsilon_0 R \lambda T'_3}{T_1 + \varepsilon_0^2 R^2 \lambda^2 T_2 + 2 \varepsilon_0 R \lambda T_3} \right.$$

qui est encore indépendante de $|M_P|^2$, inversement (64) permet de déterminer λ connaissant ρ_K .

On ne précise pas davantage la valeur de ρ_K pour les autres types de transitions ; on voit que dans le cas des transitions interdites ρ_K peut être un test quantitatif comparable à celui correspondant aux transitions permises lorsque l'on peut ne conserver qu'un seul type d'interaction $\beta \vec{\sigma}$ ou $\beta \vec{\sigma}$ (63) ; sinon ρ_K permet toutefois d'estimer $|M'_P|/|M_P|$ rapport des petites aux grandes composantes de fonctions propres radiales des nucléons.

C - COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE.-

Il était d'abord important de comparer ρ_K avec les résultats expérimentaux pour les transitions permises. Bradt [B9] effectuée en 1945 le premier cette comparaison dans le cas du ^{107}Cd : il obtint $\rho_K = 320 \pm 30$, la formule (61) permet d'obtenir la valeur 360 en excellent accord avec la valeur expérimentale.

L'étude du ^{107}Cd mise à part, aucune autre comparaison précise entre théorie et expérience n'avait été possible. Good et al [G4] en 1946 ont mesuré le rapport d'embranchement pour les désintégrations du ^{22}Na ($\leq 5\%$), ^{48}V ($0,72 \pm 0,06$), ^{52}Mn ($1,86 \pm 0,1$), ^{58}Co ($5,8 \pm 0,2$)*. Ils ont essayé de comparer les résultats avec la théorie afin de faire un choix entre les différentes formes d'interaction nucléon-lépton. Mais l'étude précise de ces transitions

* Deutsch [D2] en 1944 avait obtenu $\rho_K(^{58}\text{Co}) \approx 9$.

interdites n'est pas facile ; ces auteurs n'ont pu conclure de façon certaine.

Il était donc important de mesurer P_K pour d'autres transitions permises afin de déterminer le degré d'approximation des formules donnant P_K/P_+ ; il était également important de pouvoir étudier le rapport d'embranchement au moins pour une transition interdite. On a choisi pour les transitions permises, $^{64}\text{Cu} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$ et $^{61}\text{Cu} \rightarrow ^{61}\text{Ni}$; les schémas de ces désintégrations semblent connus avec suffisamment de précision pour permettre une étude quantitative. En ce qui concerne la transition interdite, on a choisi $^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$: les hypothèses et formules précédentes s'appliquent à ces noyaux légers et en outre la valeur expérimentale de P_K est différente suivant les auteurs.

6/2 - METHODES ET DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.-

Les déterminations expérimentales de Bradt sur le ^{107}Cd , de Good sur ^{22}Na , ^{48}V , etc..., ont été effectuées par des méthodes indirectes et on ne possédait encore aucune détermination directe du rapport P_K/P_+ par dénombrement des positons et des photons K accompagnant la capture : les mesures absolues étant toujours très délicates. On a essayé de déterminer directement pour le ^{61}Cu et le ^{64}Cu le nombre de photons K et le nombre de positons à l'aide de compteurs G.M. et d'une chambre d'ionisation, mais cette méthode n'a pu être appliquée au ^{22}Na dont les photons K d'énergie environ 850 eV sont beaucoup trop absorbables ; on a dû opérer indirectement et utiliser la méthode des coïncidences.

A - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

Pour toutes les mesures on a finalement utilisé le dispositif expérimental très simple schématisé fig. 8 ; les principales difficultés ont résidé dans son étalonnage. Ce dispositif comporte essentiellement :

- a) le compteur C_I ; compteur G.M. en bout muni d'une fenêtre mince d'Al de 15 à 20 μ et rempli d'Argon ou de Xénon à une pression va-

- riable. Il fut utilisé pour détecter les rayonnements X mous et les électrons.
- b) les compteurs C2 et C3 : compteurs standard à coque d'Al entourée par des cylindres de Cu ou de Pb d'épaisseur convenable pour permettre la détection des photons γ durs avec la meilleure efficacité possible.
 - c) une canalisation (on l'étudiera ultérieurement).
 - d) un électro-aimant permettant de créer un champ magnétique de 3000 gauss environ entre la source S et le compteur C1 ; ce champ permettrait de séparer la composante électronique et les photons X et γ dans le rayonnement total émis par S.
 - e) un amplificateur à coïncidences permettant d'étudier la simultanéité entre les rayonnements détectés suivant les cas par le compteur 1, 2 ou 3.
 - f) un ensemble de numération avec échelles de 100.

Les appareils utilisés (amplificateurs à coïncidences, hautes-tensions stabilisées, échelles de 100) sont construits en série par le Commissariat à l'Energie Atomique, et ont donné entière satisfaction.

A/I - Compteurs G.M. en bout.-

Ces compteurs fig. 8, ont des parois de Cu de 1 mm d'épaisseur, sont fermés par une feuille F mince d'Al ($\approx 5 \text{ mg/cm}^2$). On obtient des caractéristiques excellentes lorsque $d_1 \gg R$: d_1 étant la distance entre F et l'extrémité inférieure du fil, R rayon de compteur (20 à 30 mm suivant les compteurs) ; en outre il est nécessaire d'entourer l'extrémité supérieure du fil sur une distance $d_2 \gg R$ avec une matière isolante (verre peu conducteur de quelques mm. de diamètre). Ces compteurs remplis avec de l'argon avaient les caractéristiques suivantes : pente 5% pour 100 V, palier supérieur à 150 V, point de fonctionnement de 900 V à 2000 V suivant la pression de remplissage. Les meilleurs compteurs utilisés pour les mesures absolues définitives possédaient une pente $< 2\%$ pour 100 V après plusieurs semaines de fonctionnement presque ininterrompu ; toutefois l'on a jamais tenu à dépasser un taux de comptage supérieur à 6000 impulsions par minutes ; la stabilité était en effet moins grande pour les compteurs utilisés fréquemment à des taux de l'ordre de 10000 à 12000/mi-
nutes.

Deux sortes de remplissage ont été utilisés :

a) Argon + 15% alcool absolu ; les essais préliminaires ont été effectués avec une pression d'argon variant entre 10 à 60 cm de Hg suivant l'efficacité que l'on désirait obtenir pour les rayonnements X mous. Pour les essais avec une pression d'argon de 60 cm de Hg, on a utilisé pour couper la décharge un montage Neher-Harper classique comportant une lampe pentode bien isolée, montée en parallèle avec le compteur. Ce montage a un grave inconvénient : le temps mort de l'ensemble compteur lampe-coupeuse est environ $3 \cdot 10^{-3}$ s et ne permet ni des mesures en coïncidences ni des mesures simples avec précision lorsque le taux de comptage est supérieur à 2000/minute ; il est en outre difficile d'obtenir une stabilité excellente. Finalement, on a utilisé les types de remplissage suivants :

Pression cm de Hg		Pt de fonctionn ^t	Pente
A	Alcool		
7,5	I	≈ 1000 V	$\leq 1\%$
15 à 20	2 à 3	≈ 1300 V	$\leq 1\%$
60	0	≈ 2000 V	$\approx 10\%$

b) Xénon + 15% alcool absolu : les résultats nettement moins bons [≠] seraient dus au potentiel d'ionisation du Xénon trop élevé par rapport à celui de l'alcool ; après les essais on a finalement utilisé un seul type de remplissage : $\approx 18,5$ cm Hg de Xe + 2,5 cm Hg d'alcool, Pt de fonct^t ≈ 1800 V, pente $\leq 15\%$. Indiquons en outre que les mélanges Argon-Xénon n'améliorent pas la pente, bien au contraire.

A/2 - Compteurs G.M. standard.

Ces compteurs à parois d'Al ($\approx 1/10$ mm) sont couramment utilisés au laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France ; ils sont excellents et on a travaillé presque constamment avec des compteurs sélectionnés dont la pente était $< 5\%$ après plusieurs

[≠] Récemment M. Riou (Institut du Radium) a obtenu de bons résultats en utilisant 15% d'éther.

mois de fonctionnement. Certains dont été aussi conservé avec une pente de cet ordre plus d'un an sans être remplis mais en les préservant contre tout abaissement de température inférieur à 5°C.

Les compteurs en bout et à coque d'Al sont construits entièrement par des techniciens du Laboratoire de Chimie Nucléaire.

B - DETERMINATION DU NOMBRE DE PHOTONS K EMIS PAR ^{61}Cu et ^{64}Cu .

La capture d'un électron K par ^{61}Cu ou ^{64}Cu peut être accompagnée par un quantum $K\alpha$ Ni de longueur d'onde $\lambda \simeq 1,66 \text{ \AA}$ (ou 7500 ev), outre ces photons $K\alpha$ Ni le rayonnement K est composé d'environ 10% de photons $K\beta$ Ni (longueur d'onde $\lambda \simeq 1,5 \text{ \AA}$) un peu plus énergétique (8250 ev).

On a représenté fig. 9, à partir des valeurs indiquées par Compton et Allison [C5] et Siegbahn [S7], les coefficients d'absorption massique μ/ρ dans Al, Cu, A, et Air, pour les rayonnements d'énergie voisine de celle de $K\alpha$ Ni ; on obtient ainsi pour les photons de 7,5 Kev et 8,25 kev les résultats résumés dans le tableau XIII.

Soit N_K le nombre de photons K dus à la capture K du ^{61}Cu ou ^{64}Cu émis par une source S, ce nombre est relié au nombre d'impulsions n_K produites par les photons K dans le compteur C_1 de la manière suivante :

$$(65) \quad n_K = \left[N_K^\alpha \sum_{\lambda} (1 - a_{\lambda}^\alpha) \varepsilon_K^\alpha + N_K^\beta \sum_{\lambda} (1 - a_{\lambda}^\beta) \varepsilon_K^\beta \right] \omega_K$$

- $N_K^\alpha = 0,9 N_K$: nombre de photons $K\alpha$ Ni ;
- $N_K^\beta = 0,1 N_K$: nombre de photons $K\beta$ Ni ;
- $a_{\lambda}^\alpha, a_{\lambda}^\beta$: absorption des photons $K\alpha$ Ni ou $K\beta$ Ni dans λ (sources, air, fenêtre d'Al du compteur, Argon ou Xénon).
- ω_K : angle solide efficace ; c'est aux diffusions près sur les diaphragmes, l'angle solide géométrique $\Omega/4\pi = 1,910^{-3}$ steradian.

En opérant avec des ouvertures différentes on a observé que les diffusions sur les diaphragmes pouvaient être négligées avec le dispositif expérimental utilisé ; on peut négliger également l'effet de back-scattering sur le support de source formé d'une mince feuil-

le d'Al (inférieure à 1 mg/cm^2), ou de chlorure de Polyvinyle ($0,1$ à $0,2 \text{ mg/cm}^2$).

Absorption dans l'Air. Dans ces expériences la distance entre la source S et la fenêtre du compteur est $6,25 \text{ cm}$, correspondant à une masse superficielle d'air de $7,5 \text{ mg/cm}^2$: $a_{\text{air}} = e^{-(\mu/\rho)_{\text{air}} \cdot \rho \cdot x}$

Absorption dans la fenêtre du compteur : $5,8 \text{ mg/cm}^2$, $a_{\text{AP}} = e^{-(\mu/\rho)_{\text{AP}} \cdot \rho \cdot x}$

Absorption dans l'Argon ou le Xénon : le rayonnement traverse avant d'atteindre la zone efficace du compteur environ 1 cm d'argon (ou de Xénon) contenant 13 à 15% d'Alcool dont on néglige l'absorption. Dans le cas du compteur rempli à la pression de $15,65 \text{ cm}$ de Hg et pour 15°C l'absorption est donnée par : $\alpha_A \approx 1 - \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A \rho_A x$; $\rho_A \approx 3,2 \cdot 10^{-4}$

dans le cas d'un compteur rempli de Xénon à une pression de $18,5 \text{ cm}$ de Hg : $\rho_{\text{Xe}} = 13,2 \cdot 10^{-4} (15^\circ\text{C})$ et l'absorption du rayonnement atteint $38,5\%$ par cm traversé. On a résumé dans le tableau XIV les indications pratiques concernant ces différentes absorptions.

En résumé, en tenant compte des corrections précédentes la relation (65) s'écrit pour le compteur d'Argon :

$$n_K / \omega_K = N_K^{\alpha} \cdot 0,911 \cdot 0,705 \cdot 0,955 \cdot \epsilon_K^{\alpha} + N_K^{\beta} \cdot 0,918 \cdot 0,766 \cdot 0,964 \cdot \epsilon_K^{\beta}$$

avec $N_K^{\alpha} \equiv N_K (1 - a_s)$; d'où :

$$\text{Compteur Argon : } n_K / \omega_K \equiv N_K^{\alpha} \rho_K^{\alpha} + N_K^{\beta} \rho_K^{\beta} = 0,615 N_K^{\alpha} \epsilon_K^{\alpha} + 0,68 N_K^{\beta} \epsilon_K^{\beta} \quad (67)$$

$$\text{De même pour le compteur Xénon : } n_K / \omega_K = 0,395 N_K^{\alpha} \epsilon_K^{\alpha} + 0,495 N_K^{\beta} \epsilon_K^{\beta}$$

Influence de la source et du support.

On a réalisé des sources aussi minces que possible, de masse de l'ordre de quelques $1/10$ de mg sur une surface de l'ordre de 6 mm^2 environ (mesurée au microscope ; diamètre $\approx 2,5 \text{ cm}$). On a estimé la correction due à l'"auto-absorption" des deux façons suivantes :

a) Méthode graphique :

On prépare des sources de différentes masses superficielles ρ_e provenant de la même origine ; le nombre n_K étant rapporté toujours à 1 mg de matière pour une source S , on trace la courbe $n_K = f(\rho_e)$

et on extrapole à l'origine pour $\rho_e = 0$: $n_K^0 = f(0)$ représente le nombre de photons K émis par la source S dans les conditions standard $\#$ et corrigé de l'auto-absorption.

b) Méthode analytique :

Les sources préparées par dépôt électrolytique sont suffisamment homogènes pour opérer par une méthode analytique simple supposant $\rho = C^{\text{te}}$ en tous points ; les sources sont constituées par du Cuivre métallique, et on connaît avec précision le coefficient d'absorption massique dans Cu, l'angle solide est en outre suffisamment petit pour ne pas tenir compte des rayons obliques.

Dans ce cas on peut écrire :

$$(68) \quad n_K = n_K^0 \frac{1 - e^{-\mu e}}{\mu e}$$

Les résultats obtenus par ces deux méthodes ne diffèrent pas plus de 2%.

La relation (68) pour des sources de masse superficielle $\simeq 1 \text{ mg/cm}^2$ (ordre de grandeur souvent utilisé) s'écrit : $n_K \simeq n_K^0 \left(1 - \frac{\mu e}{2}\right)$
pour K_{Ni} : $\mu e/2 \simeq 0,03$ et pour $K_{\text{P Ni}}$: $\mu e/2 \simeq 0,025$

Efficacité des compteurs pour les photons K -

L'efficacité d'un tel compteur pour les rayons X est égale au nombre d'impulsions produites pour N photons émis dans l'angle solide efficace et atteignant la partie utile du compteur. Pratiquement le nombre d'impulsions produites par les électrons éjectés de la paroi mince d'Al (effet paroi) et le nombre de photons perdus par simple diffusion dans le gaz sont négligeables ; on peut alors considérer que chaque photon perdu par le faisceau incident dans la traversée de la partie utile du gaz produit une impulsion (par ionisation primaire ou secondaire ; ces différents événements s'effectuent en effet dans un intervalle de temps très inférieur à celui du temps mort du compteur ($\simeq 10^{-4} \text{ s}$)).

L'efficacité ϵ_K est donc mesurée par la fraction de l'intensité perdue par le rayonnement K Ni dans la traversée de la partie

$\#$ On définit ainsi les conditions standard : 1 mg de matière ; angle solide 4π ; mesure effectuée entre t et t + Δt , Δt est généralement 1 min sauf indications spéciales et t = 0 représente le moment de la fin de l'irradiation.

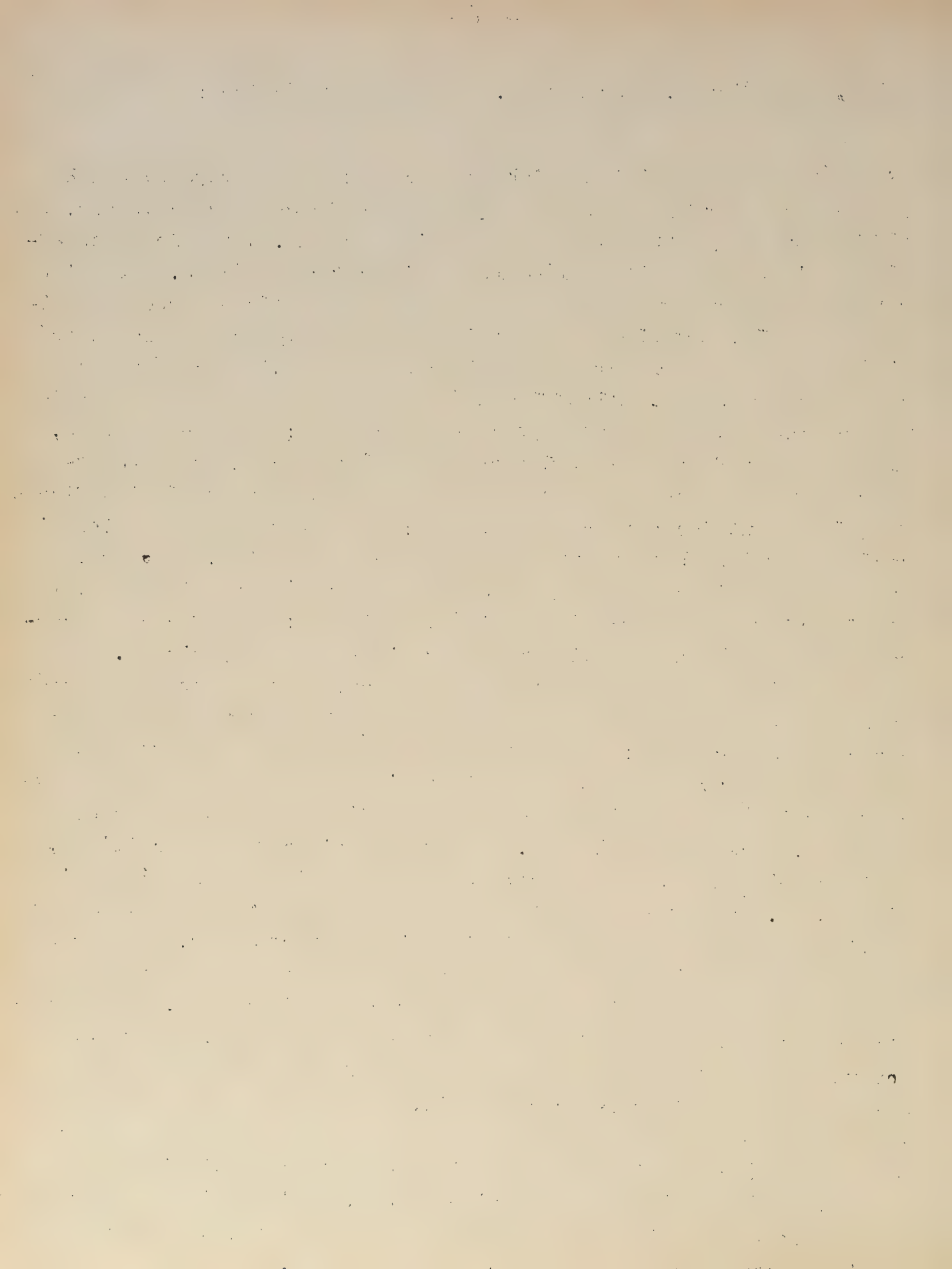
utile, ou efficace, du compteur. On peut alors écrire :

$$(69) \quad \epsilon_K \simeq 1 - e^{-(\mu/\rho) \rho l}$$

μ/ρ étant le coefficient d'absorption massique du rayonnement K pour le gaz du compteur, l la longueur efficace de ce compteur, peu différente de la longueur réelle du fil $\simeq 50$ mm. Cette longueur efficace n'est pas facile à déterminer d'une façon précise. Lorsqu'un compteur est traversé par un rayonnement électronique perpendiculairement au fil, Rogozinski et Voisin [R4] ont montré que les extrémités du fil sont en partie inefficaces sur une distance égale au rayon R du compteur. L'inefficacité de 50 pour 100 environ observée par ces auteurs est valable pour des électrons ; pour des photons, elle est plus faible par suite des phénomènes secondaires (photo-électrons et photons de fluorescence) créés dans la partie inefficace et qui peuvent déclancher la décharge : on suppose que cette inefficacité pour les photons est de l'ordre de 25% $\text{soit } R/4$. En outre, dans nos expériences, le rayonnement est parallèle au fil du compteur et s'en écarte peu vers l'extrémité inférieure : on effectue la correction d'inefficacité uniquement sur l'extrémité supérieure.

Enfin, les photoélectrons ou les photons de fluorescence créés dans les espaces morts dans les extrémités du compteur peuvent déclancher la décharge ; les photoélectrons créés par le rayonnement K $_{\alpha}$ Ni dans l'argon ont une énergie maximum de 7500 ev et leur "parcours vrai" $\times$ est environ 0,4 mg/cm² (soit 1,1 cm pour le compteur Argon 15,65 cm Hg et à 15° C). Ce parcours n'étant pas rectiligne, la "portée" [T1] de ces électrons est en pratique plus faible d'environ 15 %. La portée $\simeq 1$ cm est donc environ égale à la longueur de l'espace mort d_I de la partie inférieure du compteur. Il en résulte que la proportion des photoélectrons créés dans cet espace et atteignant la partie efficace du compteur est environ 30 %. Une estimation analogue peut être faite pour l'espace supérieur. En tenant compte de ces effets secondaires on peut effectuer une correction de 6 mm pour la longueur efficace du fil.

$\times$ Déterminé à partir de la relation de Nuttall et Williams [N3]
 $R = k E^2 / Z$ où R est le vrai parcours, E l'énergie des électrons en électron-volts, Z le numéro atomique du gaz, k une constante indépendante de la nature du gaz et de E.



En résumé : la longueur réelle du fil entre les isolants étant 48 mm on adopte pour "longueur efficace" :

$$\parallel l = \left(48 - \frac{R}{4} + 6 \right) \text{ mm} \approx 50 \text{ mm}$$

On a effectué les mesures définitives avec 4 compteurs différents, les efficacités de ces compteurs sont indiquées dans le tableau XV. La relation (66 ou 67) s'écrit alors pour les différents compteurs et pour une source ^{da} masse superficielle 1 mg/cm^2 et en tenant compte de l'auto-absorption :

$$\text{Xénon (18,5 cmHg)} : n_K / w_K = N_K^\alpha 0,355 + N_K^\beta 0,415$$

$$\text{Argon I (7,5 cmHg)} : n_K / w_K = N_K^\alpha 0,063 + N_K^\beta 0,056$$

$$\text{Argon II (15,65 ")} : n_K / w_K = N_K^\alpha 0,124 + N_K^\beta 0,112$$

$$\text{Argon III (60 ")} : n_K / w_K = N_K^\alpha 0,35 + N_K^\beta 0,33$$

$$\text{d'où en tenant compte de } N_K^\alpha / N_K^\beta = 9/1$$

$$(6-10) \quad \begin{cases} \text{Xénon} & : n_K / w_K = N_K 0,36 \\ \text{Argon I} & : " = N_K 0,062 \\ \text{Argon II} & : " = N_K 0,123 \\ \text{Argon III} & : " = N_K 0,348 \end{cases}$$

On obtient donc pratiquement à moins de 2% près le même résultat en supposant que les photons K accompagnant la capture sont uniquement composés de photons $K\alpha$ et $K\beta$.

On ne peut obtenir par cette méthode de calcul une grande précision pour la valeur de l'efficacité du compteur pour les photons K ; pour améliorer cette estimation il faudrait étalonner par exemple le compteur par un rayonnement X d'énergie connu et dont l'intensité serait mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation absolue. Toutefois pour vérifier le degré d'approximation de la valeur de l'efficacité ainsi calculée on a comparé les nombres d'impulsions obtenues en utilisant les trois remplissages différents d'Argon : ces nombres expérimentaux dans le rapport 1;2 et 5,5 (à 5% près) sont proportionnels aux rendements 0,062 ; 0,123 ; 0,348 à partir des efficacités précédentes.

Cette étude préliminaire effectuée, on a seulement utilisé pour les mesures définitives deux types de remplissage : $\simeq 15 \text{ cm Hg}$ d'Argon et $\simeq 15 \text{ cm}$ de Xe. Le rendement global ρ_K des compteurs

Argon et Xénon est finalement donné d'après (6-10) par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Argon II : } n_K = N_K \cdot 0,123 \cdot \omega_K = 2,34 \cdot 10^{-4} N_K \quad (\omega_K = 1,9 \cdot 10^{-3}) \\ \text{Xénon : } n_K = N_K \cdot 6,8 \cdot 10^{-4} \end{array} \right.$$

d'où :

(6-II)

$$p_K^A \approx 2,3 \cdot 10^{-4}$$

et

$$p_K^{Xe} \approx 6,8 \cdot 10^{-4}$$

à environ 5 %.

x
x x

C - DETERMINATION DU NOMBRE D'ELECTRONS.-

La détermination précise du nombre d'électrons positifs et négatifs est plus délicate encore que celle du nombre de photons K. Les causes d'erreurs proviennent principalement des effets multiples de diffusion des électrons ; ces diffusions multiples augmentent quand l'énergie des électrons diminue.

C/I - Influence de la canalisation.-

Pour effectuer des mesures précises d'électrons il est préférable d'opérer sans diaphragme secondaire (tout diaphragme autre que la fenêtre du compteur dans nos expériences), et à une distance de la fenêtre du compteur pas trop éloignée (pour diminuer les effets d'absorption et de diffusion des électrons mous sur les molécules d'air).

Dans nos expériences on a cependant dû utiliser une canalisation assez stricte pour diminuer le nombre de photons d'annihilation pénétrant dans le compteur ; en outre une distance d'environ 6 cm est nécessaire pour permettre d'éliminer les électrons pour champ magnétique. La canalisation finalement utilisée est représentée fig. 8. Le faisceau canalisé arrive parallèlement au fil et ne touche pas directement les parois du compteur. La canalisation comprend un diaphragme primaire d'épaisseur suffisante pour arrêter une grande partie des rayonnements γ accompagnant les photons K et les électrons, ce diaphragme est placé près du compteur et détermine l'angle solide géométrique $\Omega/4\pi \approx 1,9 \cdot 10^{-3}$; en outre un seul diaphragme secondaire ou pupille correspondant à une ouverture $\Omega/4\pi \gtrsim 10^{-2}$ est placé au milieu de l'entrefer de l'aimant. Aucune pupille n'était placée près de la source pour éviter les diffusions parasites, et

dans le cas de positons pour ne pas augmenter d'une manière excessive les photons d'annihilation.

C/2 - Influence de la source et du support.-

Les sources réalisées avaient une masse superficielle inférieure au mg/cm^2 . On a effectué la correction d'absorption dans la matière même de la source par une méthode graphique analogue à celle utilisée pour le rayonnement X : l'expérience montre que l'on peut négliger cette correction de l'ordre de 1% pour les électrons du ^{64}Cu et ^{61}Cu si les sources ne dépassent pas l'ordre d'un mg/cm^2 . Les sources ont des dimensions petites (2,5 mm de diamètre) de façon que chaque point de la source voie le diaphragme sous le même angle solide. Les sources étaient déposées sur des supports d'Al de 1mg/cm^2 environ et éloignées de toute matière susceptible de provoquer les diffusions (et en particulier le "back-scattering") ; dans les dernières expériences j'ai réalisé en collaboration avec G. Kayas (Collège de France) des supports en chlorure de Polyvinyle de 0,1 à 0,2 mg/cm^2 . Dans ces conditions on peut négliger les corrections dues au support et à la source.

C/3 - Influence de la fenêtre du compteur : $A^P \simeq 5,8 \text{ mg/cm}^2$.

Cette influence est estimée en extrapolant à l'origine le début de la courbe logarithmique d'absorption du rayonnement électronique pour des écrans d'Al. de faible épaisseur placés contre la fenêtre du compteur ; on obtient ainsi les valeurs indiquées dans le tableau XVI. Indiquons comme exemple que l'absorption du rayonnement électronique du Ra E dans la coque d'Al de 1/10 mm d'un compteur β standard est $\simeq 44 \%$.

C/4 - Détermination du rendement du compteur pour les électrons.

Soit N_e' le nombre total d'électrons émis par la Source S entre t et t + Δt , ces électrons produisent n_e impulsions dans le compteur C_1 ; le rendement p_e du compteur C_1 est défini par :

$$(6-12) \quad n_e = N_e' \cdot p_e = N_e (1 - a_s) \cdot p_e ; \text{ avec } p_e = (1 - a_{Al}) \cdot \omega_e \cdot \varepsilon_e$$

$\left. \begin{array}{l} a_s \text{ et } a_{Al} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{: absorption des électrons dans la source et dans la} \\ \text{fenêtre du compteur } C_1 ; \end{array}$

ϵ_e : efficacité du compteur C_1 pour les électrons ;
 ω_e : angle solide efficace.

L'efficacité ϵ_e est voisine de l'unité; l'inefficacité provient principalement des électrons ayant franchi la fenêtre du compteur et s'arrêtant dans la région inefficace entre l'extrémité inférieure du fil et la fenêtre. L'angle solide ω_e est inférieur à l'angle solide géométrique $\Omega/4\pi$: la distance, environ 6 cm, entre source et compteur et la canalisation assez stricte empêche certains électrons dont la "portée" est ^{peu} suffisante d'entrer dans le compteur. Il est donc nécessaire de déterminer avec précision ω_e ; on y parvient à l'aide de sources préalablement étalonnées par d'autres méthodes :

a) Sources étalons de RaE -

Nous avons réalisé en collaboration avec G. Bouissières, M. Riou et le Service des Mesures de l'Institut du Radium des étalons de RaE : ces sources sont été préparées à partir d'une solution contenant du RaD en équilibre avec RaE et Po et exempte de Ra ; elles ont été déposées sur Al ($< 2\text{mg/cm}^2$) et aucune pénétration n'a été observée pendant 4 mois. Les mesures du rayonnement α du Po effectuées à l'aide d'une chambre d'ionisation à rayonnement total permettent de calculer l'intensité du rayonnement β du RaE en supposant une filiation simple entre RaE et Po (on a tenu compte de $\lambda(\text{RaD}) / \lambda(\text{Po})$ dans le calcul de l'équilibre de régime).

L'étude de l'absorption des rayons α dans la matière de la source a été effectuée par comparaison avec des mesures relatives des rayonnements β (au compteur) : on a conservé seulement les sources pour lesquelles cette absorption était négligeable ($< 1\%$) et on a remarqué que l'absorption atteignait 2 % pour une intensité de quelques 10^{-1} ues environ. On a utilisé principalement deux étalons :

l'un (0,3 ues) émettant environ $5 \cdot 10^5$ rayons β par minute dans l'angle 4π ; l'autre déterminé avec plus de précision mais 5 fois moins intense permettait de comparer l'étalon précédent dans des conditions plus favorables ($\omega/4\pi > 10^{-3}$) . A l'aide de ces sources on a obtenu pour l'étalonnage du dispositif expérimental d'après (6-12) : $\omega_e \epsilon_e \simeq 10^{-3} \pm 5\%$ d'où : $\eta_e \simeq 8,9 \cdot 10^{-4}$ Ne (6-13)

($a_s \simeq 0$; $a_{Al} \simeq 11\%$) -

b) Contrôle de la méthode -

Il est indispensable de contrôler ce résultat et de connaître la précision donnée par cette méthode en déterminant une grandeur dont on connaît la valeur par une autre méthode. On a choisi le rapport $N-/N+$ des nombres d'électrons négatifs et positifs émis par le ^{64}Cu . Le ^{64}Cu est un émetteur β^- et β^+ et le rapport d'embranchement $N-/N+$ a été déterminé par Cook et Langer [C6] qui ont obtenu 2,0 ; Bradt [B9] a obtenu 1,9 ; ces déterminations ont été effectuées à partir des aires des spectres β obtenues à l'aide d'un spectromètre magnétique. Pour déterminer à nouveau ce rapport on a mesuré d'une part le nombre total $(N_+ + N_-)$ d'électrons positifs et négatifs à l'aide du dispositif standard avec le compteur C_1 , d'autre part on a aussi mesuré le courant produit dans une chambre d'ionisation par les photons d'annihilation des positons. Ces dernières mesures ont été effectuées avec la chambre d'ionisation de Savel [SI] équipée avec lampe électromètre et étalonnée pour effectuer des mesures absolues.

Résultats des mesures effectuées à la chambre d'ionisation.

Les sources de ^{64}Cu déposées électrolytiquement * sur une mince grille de Cu sont introduites dans un petit tube de Pb fermé par un écran de Pb de 5/10 mm d'épaisseur. Le courant d'ionisation est mesuré par la méthode de Townsend ; chaque série de mesures est encadrée par des mesures de mouvement propre et d'un étalon de 2 mC de Ra. Les courants d'ionisation sont de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$ ues pour le mouvement propre : $2 \cdot 10^{-4}$ ues pour l'étalon et 5 à $10 \cdot 10^{-4}$ ues pour les sources de Cu au début de l'expérience. L'efficacité de la chambre d'ionisation pour le rayonnement d'annihilation de 0,51 Mev. est 0,66 (chambre remplie d'argon à une pression de 10 atmosphères). La courbe d'absorption du rayonnement de ^{64}Cu dans le Pb peut se décomposer en

* La préparation de ces sources a été effectuée par G. Kayas à (Collège de France).

un rayonnement principal ($\lambda/p \approx 0,14$ correspondant au rayonnement d'annihilation de 0,51 Mev.) et un rayonnement plus énergétique de 1,2 Mev. environ en faible proportion (5 % environ). A partir de la valeur du courant d'ionisation à l'instant origine on calcule [SI] le nombre de photons de 0,51 Mev. correspondant à des conditions standard ($\downarrow$ ^{nombre de photons} émis par minute au temps $t = 0$ fin de l'irradiation, par mg de matière, dans l'angle solide 4π , corrigé de toute absorption entre source et gaz de la chambre) et on en déduit le nombre de positions en supposant que chaque positon est absorbé dans le Pb en s'annihilant en deux photons (Cf. Tableau XVII).

Résultats des mesures effectuées au compteur.-

On prépare une source de ^{64}Cu provenant de la même origine et contenant un poids connu de matière. Pour le ^{64}Cu le rendement est d'après (6-I2) et (6-I3) :

$$(6-I4) \quad \parallel \rho = (1 - a_{\text{Pb}}) \omega_0 \varepsilon_0 \approx 8,6 \cdot 10^{-4}$$

Le nombre total ($N_+ + N_-$) obtenu au cours de deux expériences et indiqué dans le tableau XVII (ce nombre est rapporté aux conditions standard précédentes).

Il en résulte que la valeur moyenne $\frac{N_-}{N_+} = 2,0 \pm 0,15$ est en excellent accord avec les déterminations antérieures.

On peut donc considérer notre méthode de détermination du nombre d'électrons comme donnant des résultats dont la précision atteint environ 5 %.

x
x x

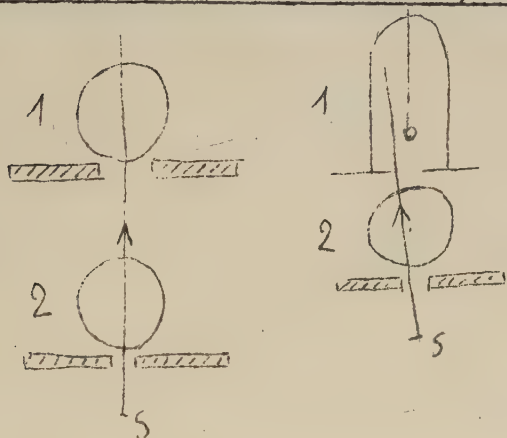
D - ETUDES EN COINCIDENCES -

On a effectué des mesures en coïncidences lors de la détermination du rapport d'embranchement P_K/P_+ du ^{22}Na ; étant donnée la période de 3 ans du ^{22}Na et les sources relativement faibles dont on disposait, il a fallu effectuer des mesures ~~d'ininterrompues~~ en coïncidences pendant plusieurs jours ; d'où une attention particulière à la stabilité des amplificateurs à coïncidences, des haute-tensions stabilisées pour les compteurs, des compteurs eux-mêmes.

Taux de résolution.

Ce taux a été déterminé par la méthode classique des sources indépendantes à partir de la formule $N_c = 2I N_1 N_2$. On a utilisé trois taux de résolution différents, $1,2 \cdot 10^{-6} \text{s}$, $3,9 \cdot 10^{-7} \text{s}$ et $7 \cdot 10^{-7} \text{s}$; la première valeur permet d'obtenir des rendements en coïncidences voisins de l'unité mais laisse passer un trop grand nombre de fortuites, la seconde donne moins de fortuites mais le rendement en coïncidence atteint difficilement 100 %, même avec des compteurs identiques, la dernière enfin est un compromis convenable.

Rendement en coïncidence, R_c :



Si un électron produit une impulsion dans le compteur 1 après en avoir produit une dans le compteur 2, la probabilité pour que les deux impulsions soient détectées par l'amplificateur à coïncidences et le numérateur comme deux impulsions en coïncidence donne précisément le rendement en coïncidences du dispositif.

Pratiquement les impulsions dans le compteur 1 sont produites par des électrons ayant traversé le compteur 2; pour un tel dispositif, indiqué par Norling [N4], on peut écrire : $N_c = N \epsilon_1 \epsilon_2 R_c$;

ϵ_1 et ϵ_2 étant les efficacités des compteurs 1 et 2 au rayonnement électronique[†], soit encore $N_c / N \epsilon_1 = N_c / N_1 = \epsilon_2 * R_c$. Le test de Norling permet donc de mesurer $R_c \epsilon_2$ légèrement différent de R_c , toutefois en général on considère $\epsilon_2 \approx 1$. On a utilisé pour effectuer ce test le rayonnement β dur de ^{90}Y ($T_{1/2} \approx 2,7$ jours, $W_0 \approx 2,7 \text{ Mev}$) et on a tracé les courbes d'isocoïncidences d'après la méthode de Cohen [C2]; pour deux compteurs β standard identiques les courbes d'isocoïncidences délimitent bien une zone à l'intérieur de laquelle $R_c \approx 100 \%$, par contre en utilisant un compteur standard et un compteur spécial à Argon ou Xénon, le rendement dépasse rarement 80 à 90 %. Toutefois ce rendement était très stable, mais il est nécessaire pour s'en assurer de le vérifier fréquemment.

[†] N : nombre d'électrons ayant traversé les compteurs 1 et 2.

E - RENDEMENT DES COMPTEURS (Al + Pb) pour les rayonnements γ durs (0,5 à 1,5 Mev).

Pour détecter les rayonnements γ durs on utilise un compteur standard (compteur 2 ou 3 du dispositif fig. 8) à coque d'Al (1/10 mm) entouré avec un cylindre de Pb dont l'épaisseur correspond au parcours maximum des électrons Compton du rayonnement γ à mesurer. La forme de la courbe d'étalonnage rendement-énergie : $p_\gamma = f(W_\gamma)$ a été obtenue à partir des résultats des expériences de Norling [N4], et de Renard [R5] ; la courbe précise a été tracée (fig. 10) en déterminant 3 points à l'aide de ^{52}V (1,45 Mev), ^{22}Na (1,3 Mev), ^{60}Co (0,51 Mev ; γ d'annihilation) :

a) ^{52}V ($T \approx 3,7\text{min}$) On peut négliger en première approximation la transition isomérique (fig. 11) [B2, R5] ; dans ce cas les nombres d'impulsions N_I dans le compteur C_I , N_2 dans le compteur C_2 et N_c ^{en coïncidences} nombre d'impulsions peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} N_I = N_0 p_e & : \text{Compteur } C_I \text{ (Argon I)} \\ N_2 = N_0 p_\gamma & : \text{Compteur } C_2 \text{ (Al + Pb)} \\ N_c = N_0 p_e p_\gamma R_c & : R_c \approx 1 \text{ à quelques \% près.} \end{cases}$$

d'où $N_c / N_I \approx p_\gamma$

On a trouvé :

$$p_\gamma = (3 \pm 0,3) 10^{-4} \quad \text{pour } W_\gamma = 1,45 \text{ MeV}$$

b) ^{22}Na ($T \approx 3a$) (fig. 12). On pose $\alpha = P_4 / (P_4 + P_K)$; N_I, N_2, N_c peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} N_I = N_0 \alpha p_e & : \text{Compteur } C_I \text{ (Argon I)} \\ N_2 = N_0 p_\gamma & : \text{Compteur } C_2 \text{ (Al + Pb)} \\ N_c = N_0 \alpha p_e p_\gamma R_c & : R_c \approx 1 \end{cases}$$

d'où $N_c / N_I \approx p_\gamma$

On a trouvé :

$$p_\gamma = (2,9 \pm 0,2) 10^{-4} \quad \text{pour } W_\gamma = 1,3 \text{ MeV}$$

c) ^{60}Co ($T \approx 3,4h$) ; on peut négliger en première approximation les embranchements β^+ secondaires (fig. 13) [C3] .

On a étalonné les sources de ^{61}Cu soit à l'aide de la chambre d'ionisation (cf. 62-C4), soit à l'aide du compteur C_I ; une telle source étalonnée en β^+ est disposée entre deux disques de Pb de $0,6 \text{ g/cm}^2$, d'épaisseur suffisante pour annihiler tous les positons et sert directement pour la détermination du rendement du compteur γ (Al + Pb) ; on a trouvé :

$$\boxed{P_\gamma = (0,95 \pm 0,05) 10^{-4}} \quad \text{pour } W_A \approx 0,51 \text{ Mev}$$

Remarques :

- 1) Le rendement γ défini ci-dessus peut s'écrire $P_\gamma \equiv \epsilon_\gamma \omega_\gamma$: ω_γ étant l'angle solide géométrique moyen pour les rayons γ et ϵ_γ l'efficacité correspondante. On peut estimer ω_γ pour le dispositif utilisé à l'aide d'une source étalon de RaE, on enlève alors le cylindre extérieur de Pb et on tient compte de l'absorption des électrons du RaE dans la coque d'Al. ($\approx 44\%$) : on a mesuré ainsi $\omega_\gamma \approx 2 \cdot 10^{-2}$ d'où $\epsilon_\gamma \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ pour $W_\gamma = 1,45 \text{ Mev}$ par exemple. Pratiquement on aura seulement besoin de P_γ .
- 2) Il n'est pas toujours facile d'utiliser un cylindre de Pb dont l'épaisseur correspond au trajet des électrons secondaires les plus énergiques, on prend alors une épaisseur légèrement supérieure à l'épaisseur optimum et on tient compte de l'absorption des rayons γ dans l'épaisseur supplémentaire.
- 3) Lorsque l'intensité des sources était trop faible, on a utilisé les compteurs 2 et 3 en parallèle ; on a vérifié que le rendement était double. Pour pouvoir opérer ainsi il est nécessaire d'avoir deux compteurs dont les caractéristiques sont très voisines.

6/3 - ETUDE DU ^{64}Cu .

A - LE SCHEMA DE DESINTEGRATION DU ^{64}Cu .

Le ^{64}Cu se désintègre avec une période de 13 heures environ ($T \approx 4,7 \cdot 10^4 \text{ sec}$) par émission β^- en ^{64}Zn et par émission β^+ et capture d'électrons en ^{64}Ni . En outre la capture est complexe, une faible partie représentant 2,5 % du nombre total des positons $[\text{DI}]$,

aboutit à un niveau excité du ^{64}Ni de 1,34 Mev. Les renseignements concernant cette désintégration sont résumés dans la fig. I4 donnant le schéma de transition établi en tenant compte de [C6], [B9], [DI] et de la valeur $P_K / P_+ \simeq 2,6$ indiquée dans ce mémoire (6/I5).

B - LE RAPPORT D'EMBRANCHEMENT P_K/P_+ : RESULTATS EXPERIMENTAUX.

B/I - Préparation des Sources. *

Les sources sont préparées par irradiation de Cu électrolytique au moyen du Cyclotron du Collège de France (deutons d'énergie 6, 8 Mev) suivant la réaction : $^{63}\text{Cu} (d, p) ^{64}\text{Cu}$; on a utilisé en général pour le faisceau de deutons environ 100 μ Ah. La cible de Cu irradiée est mise en solution dans l'acide nitrique, et transformée en sulfate par action d'acide sulfurique. A partir de cette solution on prépare par électrolyse une source pour la mesure des photons d'annihilation (cf. 62-C4) (tension environ 2 volts, cathode formée par une grille de Cu). Les sources pour le compteur sont préparées de même par électrolyse d'environ 1/10 à 1/50 cm^3 .

B/2 - Détermination du nombre de photons K_α .

On effectue d'abord les mesures avec champ magnétique ; les N_K impulsions obtenues sont dues principalement aux photons X et l'on compte également quelques photons d'annihilation et quelques photons de 1,3 Mev. On représente (fig. I5a et I5b) la courbe d'absorption du rayonnement électromagnétique dans Al et Cu : la courbe d'absorption dans Al met en évidence le rayonnement X ($\mu/\rho \simeq 60$ correspondant à K_α Ni). Lorsqu'aucun écran d'Al n'est interposé entre source et compteur on peut négliger le nombre de coups dus aux photons de 0,51 Mev et 1,34 Mev ; en effet, le faisceau ne touchant pas les parois, les électrons produits par les rayons γ durs dans la fenêtre mince d'Al, dans le gaz et dans l'extrémité opposée à la fenêtre sont en très petit nombre par rapport

* La préparation des sources de ^{64}Cu et ^{61}Cu a été réalisée en collaboration avec G. Kayas (Collège de France - Laboratoire Chimie Nucléaire).

à ceux produits dans le gaz par K Ni.

D'après (6-II) on peut écrire $n_K = N_K^+ P_K$; par exemple au cours de l'expérience 2 (Tableau XVI) on a obtenu $n_K = (1800 \pm 50)$ c/min. rapporté aux conditions standard avec le C_I type A_{II} (Argon 15,65 cm Hg).

En tenant compte du rendement K de Fluorescence (Fig. I) $W_K(Ni) \approx 0,37$ on peut déduire le nombre N_K^0 d'atomes ionisés par capture d'un électron K :

$$N_K = N_K^0 W_K = n_K / P_K \quad \text{d'où} \quad N_K^0 = \frac{n_K}{P_K W_K} = \frac{1800}{2,3 \cdot 10^{-4} \times 0,37} = 2,1 \cdot 10^7 \quad (\pm 10\% \text{ près})$$

B/3 - Détermination du nombre total d'électrons et de P_K/P_+ .

On effectue ensuite les mesures sans champ magnétique ; pour déterminer $N_+ + N_- = n_e / P_e$, d'après (6-14) $P_e \approx 8,6 \cdot 10^{-4}$; au cours de l'exp. 2 on a obtenu $n_e = (21500 \pm 500)$ c/min. d'où

$$N_+ + N_- = \frac{2,15 \cdot 10^4}{8,6 \cdot 10^{-4}} = 2,5 \cdot 10^7. \quad \text{En tenant compte de } N_-/N_+ = 2,0 \pm 0,15$$

$2,0 \pm 0,15$, on peut en déduire : $N_+ = (8,3 \pm 0,4) \cdot 10^6$

$$\text{d'où finalement } P_K/P_+ = \frac{N_K^0}{N_+} = \frac{2,1 \cdot 10^7}{8,3 \cdot 10^6} = 2,5 \pm 0,4.$$

En utilisant les mesures effectuées à la chambre d'ionisation $N_+ = (7,9 \pm 0,4) \cdot 10^6$ on obtient $P_K / P_+ = 2,65 \pm 0,4$ [BI4] .
Finalement la moyenne des résultats au cours de 4 séries de mesures est :

(6-15)

$$\frac{P_K}{P_+} = 2,6 \pm 0,3$$

Chaque série de mesure étant effectuée à l'aide de plusieurs sources provenant de la même irradiation.

C - LE RAPPORT D'EMBRANCHEMENT P_K / P_+ : COMPARAISON AVEC LA THEORIE.-

La période partielle T_+ correspondant à l'émission β^+ (18 % - fig. 14) a pour valeur $T_+ = \frac{1}{0,12} = 2,6 \cdot 10^5$ s ; il en résulte que la valeur $f T_+$ pour la transition partielle β^+ est :

$$T_0 / |M_{\beta^+}|^2 = f (W_0^+). \quad T_+ = 0,35 \cdot 2,6 \cdot 10^5 \approx 9 \cdot 10^4.$$

en prenant $W_0^+ = 0,657 \text{ Mev}$ [C6], cette valeur pour $T_0/|M_+|^2$ correspond en première approximation à celle d'une transition permise : $\dots = 28$.

D'après le modèle quasi-atomique on peut supposer que ^{64}Cu commence à remplir la couche 3 et que le type de transition $^{64}\text{Cu} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$ est $(^3S_1 + ^3D_1) \rightarrow S_0$; on aurait ainsi les transitions partielles permises $^3S_1 \rightarrow ^1S_0$ et interdite $^3D_1 \rightarrow ^1S_0$ en accord avec la valeur $T_0/|M_+|^2$ précédente. On peut en première approximation négliger la ^{probable} transition $^3D_1 \rightarrow ^1S_0$ dans le calcul de $P_K/P_+ \equiv P_K$: on obtient alors d'après (6I) $P_K \simeq 2,3$. On néglige en outre la faible partie (0,5 % - fig. I4) des photons K dus à la transition $^{64}\text{Cu} \rightarrow ^{64}\text{Ni}^*$.

En résumé, la valeur approchée s'accorde bien avec mes résultats expérimentaux :

(6-I6)

$(P_K/P_+)^{64}_{th} \simeq 2,3$
$(P_K/P_+)^{64}_{exp} \simeq 2,6 \pm 0,3$

x x

6/4 - ETUDE DU ^{61}Cu .

A - LE RAPPORT D'EMBRANCHEMENT P_K/P_+ : RESULTATS EXPERIMENTAUX.-

A/I - Préparation des sources.-

Les sources proviennent d'une cible de Ni irradiée par les deutons : $^{60}\text{Ni} (d,n) ^{61}\text{Cu}$ ($\simeq 70 \mu\text{Ah}$). Après séparation chimique [BI4] du Ni et du Co, on prépare les sources de ^{61}Cu comme celles de ^{64}Cu en ajoutant quelques mg de Cu comme entraîneur.

2A/2 - Détermination du nombre de photons K.

Le nombre de positons par photon K étant environ 5 à 6 fois plus grand que dans le cas du ^{64}Cu il n'est plus possible de négli-

ger le nombre de photons d'annihilation dans les mesures avec $\overrightarrow{H}$. Afin de permettre une détermination précise des nombres de photons K et d'annihilation on a effectué les mesures avec un compteur à Argon, type A II, et un compteur à Xénon (18,5 cm de Hg). Soit n_γ et n'_γ les nombres respectifs ($K + \gamma$) ramenés aux conditions standard, d'après (6-II) on peut écrire :

$$\begin{aligned} \text{Compteur A}_{II} &: n_\gamma = n_K + n_A = N_K p_K^A + n_A \left\{ \begin{array}{l} p_K^A \approx 2,3 \cdot 10^{-4} \\ p_K^{Xe} \approx 6,8 \cdot 10^{-4} \end{array} \right. \\ \text{Compteur Xe} &: n'_\gamma = n'_K + n_A = N_K p_K^{Xe} + n_A \end{aligned}$$

On a utilisé le compteur à Xénon pour estimer n_A et on a conservé le compteur à Argon beaucoup plus stable et à pente meilleure pour les mesures précises de N_K ; on a ainsi obtenu $n_A/n_\gamma \approx 15,5\%$

à 20 % près, ce qui permet de corriger n_γ et de déterminer N_K (pour le compteur à Xe on aurait $n_A/n'_\gamma \approx 6\%$). Les résultats de 2 séries d'expérience indépendante sont indiqués dans le tableau XVIII ; à partir de l'expérience N° 1 on obtient en tenant compte de n_A : $n_K = 1360 \pm 75$, et de même à partir de l'expérience N°2 : $n_K = 595 \pm 25$.

A/3 - Détermination du nombre de positons et $\frac{d_e}{P_K} / P_+$.

On effectue ensuite les mesures sans champ magnétique pour obtenir par différence de n_γ le nombre n_e d'impulsions dû aux positons : d'après (6-I2) $n_e = N \cdot \ell_e \cdot \omega_e (1 - \alpha_{Al}) = 8,6 \cdot 10^{-4}$.

$\alpha_{Al} \approx 14\%$, $\omega_e \ell_e \approx 10^{-3}$; d'où :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Exp. 1 : } P_K / P_+ = \frac{N_K}{n_e} \cdot \frac{1}{\omega_K} = \frac{1360}{2,3 \cdot 10^{-4}} \cdot \frac{8,6 \cdot 10^{-4}}{3,04 \cdot 10^{-4}} \cdot \frac{1}{0,37} \approx 0,45 \pm 0,06 \\ \text{Exp. 2 : } P_K / P_+ = 0,40 \pm 0,06 \end{array} \right.$$

Enfin au cours des mesures (Exp. N°2) avec le compteur à Xénon on a obtenu : $P_K / P_+ = 0,38 \pm 0,08$, valeur un peu moins précise que celles déduites des mesures avec les compteurs à Argon.

A/4 - Remarques concernant la contamination des sources de ^{61}Cu par le ^{64}Cu .

Une faible contamination du Ni utilisé pour l'irradiation

peut se produire par contact avec le porte-cible en laiton du cyclotron ; ce porte-cible contient en effet du ^{64}Cu , ^{63}Cu (dp) ^{64}Cu ; les traitements chimiques et les électrolyses utilisés dans la préparation des sources de ^{61}Cu n'éliminent pas le ^{64}Cu de contamination. Au cours des expériences N°2 on a effectué toutes les irradiations en entourant la cible de Ni par une mince feuille de 10μ d'Al ; par contre cette précaution n'a pas été prise pour les expériences N° I ^{mais} l'on ^{peut} calculer la correction maximum pour P_K / P_+ .

Le critère de pureté au cours de ces expériences N° I était la mesure de la période : on a suivi la décroissance des photons d'annihilation des positons du ^{61}Cu à l'aide de la chambre d'ionisation décrite ci-dessus ; toutes les mesures indiquaient $(3,35 \pm 0,1) \text{ h}$ et aucune période plus longue décelable ; s'il y avait eu contamination le nombre des photons d'annihilation restait inférieur à 2 à 3%. Toutefois une telle contamination de 2% correspondrait à une augmentation apparente du rapport d'embranchement P_K / P_+ pour le ^{61}Cu d'environ 8 % ; si l'on tient compte de cet effet d'ailleurs improbable les résultats des expériences N° I doivent être ramenés de 0,45 à 0,42 environ, d'où une imprécision supplémentaire concernant ces expériences $0,36 \leq p \leq 0,51$.

L'impureté de ^{64}Cu peut encore provenir de l'isotope ^{64}Ni à partir de la réaction (d, 2n), mais Cook et Chang [C7] ont montré récemment que des quantités négligeables de ^{64}Cu existent dans les sources de ^{61}Cu .

A/5 - Remarque concernant le rapport $R = P_{64} / P_{61}$.

Le rapport R des valeurs de P_K / P_+ pour le ^{64}Cu et le ^{61}Cu est plus facile à obtenir avec précision que les valeurs séparées P_{64} et P_{61} ; en effet $R = \left(\frac{N_K^0}{N_+} \right)_{64} : \left(\frac{N_K^0}{N_+} \right)_{61} = \left(\frac{n_K}{n_+} \right)_{64} : \left(\frac{n_K}{n_+} \right)_{61}$ les rendements P_r et P_e s'éliminant dans le rapport. On obtient :

$$(6-17) \quad \parallel \quad R = \frac{2,6}{0,40} = 6,5 \pm 0,5$$

B - LE RAPPORT D'EMBRANCHEMENT P_K / P_+ : COMPARAISON AVEC LA THEORIE.

L'étude précédente concernant ^{61}Cu et ^{64}Cu a été entreprise [BI4] pour essayer de serrer de plus près la différence entre les valeurs expérimentales et théoriques du rapport $R \equiv P_{64} / P_{61}$: en effet Alvarez dès 1938 [AI] indique $R \approx 5$, plus tard en 1945 Bradt [B9] trouve $R = 5,5 \pm 0,3$, alors que la théorie prévoyait $R \approx 8$.

La première série d'expériences effectuée en collaboration avec Kayas en 1948. [BI4] indiquait $P_{64} = 2,65 \pm 0,4$; $P_{61} = 0,55 \pm 0,06$, ^{donc $R \approx$} tandis que la théorie prévoyait : $P_{64} \approx 2,4$ et $P_{61} \approx 0,3$. A partir de ces résultats; la différence semble localisée sur P_{61} .

Une étude théorique ultérieure entreprise en collaboration avec de Groot, Nataf et Tolhoëk [BIO] a montré que la différence ne ^{peut} être expliquée par la théorie. J'ai alors effectué la seconde série d'expériences sur ^{61}Cu et ^{64}Cu et montré que deux effets avaient été sous-estimés lors de la première série d'expériences :

- a) le rayonnement d'annihilation prenant naissance entre la source et le compteur à photons K n'était pas négligeable dans le cas du ^{61}Cu . (Cf. 64-A2).-
 - b) la contamination du ^{61}Cu par ^{64}Cu (Cf. 64-A4) -
- en tenant compte de ces effets on doit corriger P_{61} de l'expérience N°1 et on obtient alors $0,36 \leq P_{61} \leq 0,51$ (cf. 64-A4) ; en outre l'expérience N°2 (Cf. 64-A3) indique $P_{61} = 0,38 \pm 0,08$ et $0,40 \pm 0,06$. Ces différentes expériences permettent finalement de donner pour ^{64}Cu et ^{61}Cu les valeurs suivantes :

(6-18)

$$\begin{array}{l} P_{64} = 2,6 \pm 0,3 \\ P_{61} = \begin{cases} 0,39 \pm 0,05 \\ 0,44 \pm 0,07 \end{cases} \end{array}$$

Il faut bien remarquer que l'erreur standard indiquée est cohérente avec les mesures expérimentales mais qu'une erreur systématique peut toujours intervenir ; il n'était donc plus possible

d'affirmer l'existence d'un désaccord entre $(P_{61})_{exp} \approx 0,4$ et $(P_{61})_{th} \approx 0,3$ et la théorie se trouvait en première approximation vérifiée aussi pour ^{61}Cu , mais avec une précision moins bonne que dans le cas de ^{64}Cu ou ^{107}Cd .

Cette conclusion s'appuyait sur le fait expérimental d'une désintégration simple du ^{61}Cu et doit maintenant être modifiée pour tenir compte de la récente mise en évidence de la complexité de la désintégration du ^{61}Cu par Cook, G.E. et P.H. Owen [C3] ; le schéma du ^{61}Cu d'après ces auteurs est représenté fig. I3. Ces nouvelles expériences nécessitent une nouvelle détermination de $(P_{61})_{th}$.

x
x x

Cas de la transition $^{61}\text{Cu} \xrightarrow{\beta^+} ^{61}\text{Ni}$ (β^+ 1205 kev ; $\approx 63\%$)

La période partielle $T_1^+ \approx T_1 = 1,2240^4 = 1,78 \cdot 10^4 \text{ s}$ permet d'obtenir $T_0 / |M_1^+|^2 = f_1 T_1^+ \approx 4,8 \cdot 10^9 \approx 2,15^{10,63} \cdot 0,63$ correspondant en première approximation à une transition permise (Cf. cas du ^{64}Cu). D'après le modèle quasi-atomique on peut supposer que ^{61}Cu et ^{61}Ni achèvent de remplir la couche $4f$; ces nuclides possèdent vraisemblablement une structure du type $[0 + I]$ et la configuration principale ^{61}Cu $2F_{5/2}$. Le calcul [d'après (6I)] de p_K conduit alors à $p_K^* \approx 0,29$ qui était précisément la valeur admise jusqu'à maintenant pour $(p_K)_{total}$.

Cas de la transition $^{61}\text{Cu} \xrightarrow{\beta^+} ^{61}\text{Ni}$ (β^+ 550 kev ; $\approx 2,5\%$)

La période partielle $T_2^+ \approx T_2 = 4,9 \cdot 10^5 \text{ s}$ permet de calculer $T_0 / |M_2^+|^2 = f_2 T_2^+ = 0,17 \cdot 4,9 \cdot 10^9 \approx 8,4 \cdot 10^8$ correspondant encore à une transition permise, probablement la transition permise $2F_{5/2} \xrightarrow{\beta^+} 2F_{7/2}$. Le calcul de p_K^* conduit pour cette transition à $p_K^* \approx 4,2$.

Calcul de $(p_K)_{total}$

Les transitions aboutissant (fig.I3) aux 2^{ème} et 3^{ème} niveaux excités du ^{61}Ni comprennent des positons en quantité négligeable : 0,03 % et $1,310^{-5}\%$ d'après Cook [C3] ; il en résulte que le nombre N_3^K de capture K correspondant à ces deux transitions est donné par l'intensité de la raie γ (284 kev) :

$$N_3^K / N^+ \approx N_{284} / N^+ \approx \frac{4,4 \pm 1}{100} [C3], \quad N^+ \text{ étant l'intensité } \beta^+ \text{ totale.}$$

Finalement on peut écrire :

$$(P_K)_{\text{total}} = \frac{\sum N^K}{\sum N^+} \approx \frac{\sum N^K}{N_1^+ + N_2^+} = \frac{P_K + P_2^K \frac{N_2^+}{N_1^+} + \frac{N_2^K}{N_1^+}}{1 + \frac{N_2^+}{N_1^+}}$$

or d'après [C3]

$$\frac{N_2^+}{N_1^+} = \frac{4,1}{9,6} \quad \text{d'où} \quad P_K^{61} \approx 0,5.$$

X
X X

En résumé :

(6-19)

$$\begin{aligned} (P_K/P_+)^{61}_{\text{th}} &\approx 0,5 \\ (P_K/P_+)^{61}_{\text{exp}} &= \begin{cases} 0,39 \pm 0,05 \\ 0,44 \pm 0,07 \end{cases} \end{aligned}$$

la conclusion adoptée précédemment est encore valable, P_{th} ayant passé de 0,3 à 0,5. La précision de 10 % atteinte à l'aide de compteurs G.M. et de la chambre d'ionisation semble difficile à améliorer, aussi serait-il souhaitable de procéder à une nouvelle détermination de P_{64} et surtout de P_{61} par une méthode différente : compteur proportionnel ou spectromètre β et en dénombrant par exemple les électrons Auger ^{qui capture} la capture K. C'est par cette dernière méthode que Cook et Langer [C8] ont obtenu $P_{64} = 3,5 \pm 1,0$. Signalons enfin que Huber et al [H8] utilisant une méthode basée sur des compteurs G.M. ont récemment obtenu $P_{64} = 1,75 \pm 0,2$ et $P_{61} = 0,32 \pm 0,03$; ces valeurs sont un peu plus faibles que celles prévues par la théorie.

6/5 - ETUDE DU ^{22}Na : TRANSITION INTERDITE -

A - SUR LA DESINTEGRATION DU ^{22}Na .-

Dans le cas des transitions interdites le rapport d'embranchement P_K / P_+ prévu par la théorie n'est plus aussi simple que pour les transitions permises et dépend en général des éléments de matrice nucléaire. Afin de pouvoir encore comparer les résultats expérimentaux avec la théorie on a essayé d'effectuer cette étude sur des nuclides légers pour lesquels le modèle quasi-atomique et les hypothèses précédentes sont en première approximation applicables ;

mais pour les noyaux légers P_K proportionnel à $(\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^n \sum \varepsilon_K^3$ est relativement petit et il en est de même de P_K/P_+ ; en outre l'énergie des photons K étant très faible la méthode directe ne peut être utilisée comme pour ^{61}Cu et ^{64}Cu . En fait, pour les noyaux légers toutes les transitions avec émission de positons possèdent une probabilité de capture négligeable ; la première transition avec émission de positons pour laquelle P_K n'est pas complètement négligeable est la transition interdite $^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}^+$, toutefois les auteurs qui l'ont étudiée ne semblent pas d'accord sur la valeur du rapport P_K/P_+ . On a donc essayé de déterminer de nouveau la valeur de ce rapport et de la comparer avec celle donnée par la théorie.

La désintégration du ^{22}Na possède les caractéristiques suivantes $T \approx 2,6$ ans [L2], $w_0 = (0,58 \pm 0,03) \text{ MeV}$ [3], en outre il existe un rayonnement γ d'énergie $E_\gamma = (1,3 \pm 0,03) \text{ MeV}$ [6] émis à la suite des positons comme l'indiquent les mesures des coïncidences $\beta^+ \gamma$ [G4], [M6]. Un certain nombre d'auteurs ont mesuré P_K : en 1943, Weltin [WI] mesure le nombre de positons et estime le nombre d'atomes de Néon produits, à l'aide de la méthode de microanalyse gazeuse de Paneth ; il obtient $P_K \approx 2,2$. En 1944, Maier-Leibniz [M6] entreprend à l'aide de compteurs G.M. une numération absolue des positons et des photons γ dur et trouve que $P_K \leq 0,3$. Egalement en 1944, Bothe [BII] essaie de détecter les photons K Ne de 850 eV accompagnant la capture K, il utilise un compteur contenant 68 mm Hg d'air et une canalisation partiellement vidée : il obtient finalement $N_K/N_+ \leq 0,1$, d'où en tenant compte du facteur de fluorescence $w_K = 0,083$: $P_K/P_+ = \frac{N_K}{N_+} \cdot \frac{1}{w_K} \leq 1,2$. Enfin en 1946, Good et al. [G4] déterminant la proportion des γ durs provenant de l'émission β^+ estiment que $P_K = 0,05$ mais n'ont pu conclure leur étude comparative avec la théorie.

On a résumé dans le schéma fig. I2 les renseignements sur le ^{22}Na .

B - LE RAPPORT D'EMBRANCHEMENT P_K/P_+ : RESULTATS EXPERIMENTAUX.

B/I - Principe de la méthode.-

Les photons K Ne d'énergie ~ 1000 eV étant beaucoup trop

absorbables, $\left[d_{\frac{1}{2}}(\text{air}) \approx 0,93 \text{ mm} \right]$

on a utilisé une méthode indirecte supposant essentiellement que les photons γ de 1,3 Mev sont émis à la suite des positons ou de la capture. On néglige les positons d'énergie maximum $(1,88 \pm 0,05) \text{ Mev}$ dont la proportion suivant une estimation récente [M7] serait $\approx 4 \cdot 10^{-5}$ du nombre total des positons de 0,58 Mev.

Cette méthode indirecte est dans son principe analogue à celle de Maier-Leibniz [M6] et revient à déterminer le nombre de positons et celui de photons γ de 1,3 Mev : On utilise le dispositif expérimental précédemment étalonné.

a) Détermination du nombre de positons à l'aide du compteur C_I

(type Argon I) : $n_e = N \alpha p'_e$
avec $\alpha = P_+ / (P_+ + P_-)$ et $p'_e = (1 - a_s)(1 - a_{el}) \omega_e \epsilon_e$
d'après (6-12) ; $\alpha_{Al} \approx 23\%$

b) Détermination du nombre de photons γ de 1,3 Mev à l'aide des compteurs C_2 à coque d'Al (1/10 mm) entourée par un cylindre de Pb de 550 mg/cm² :

Ce nombre n'est pas aisé à déterminer parce que les photons γ de 1,3 Mev, sont accompagnés de photons d'annihilation des positons ; pour en tenir compte on effectue les expériences suivantes :

- b/1) - Source mince de ^{22}Na , sans champ magnétique. Nombre "standard" de coïncidences n_c : $n_c = N \alpha p'_e p'_\gamma + C = n_e + C$; le nombre "standard" d'impulsions dans le compteur C_1 estum : $n_c = N \alpha p'_e p'_\gamma$
- n_c : Nombre "standard" de coïncidences diminué du mouvement propre et des coïncidences fortuites ;
 - C : terme correctif dû aux coïncidences autres que les coïncidences $\beta^+ \gamma$, par exemple entre un photon γ détecté par C_I et un positon par C_2 ;
 - P_γ : d'après fig.10 $P_\gamma = (2,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ pour $W_\gamma = 1,3 \text{ Mev}$

b/2) - Source mince de ^{22}Na : avec champ magnétique.
On peut écrire de même, pour le compteur C_I : $n''_e = A$
pour les coïncidences : $n''_c = C$

A partir des expériences b/1 et b/2 on peut déduire :

$$(6-20) \begin{cases} n_e = n'_e - n''_e = N \alpha p'_e - d \cdot 10^{-5} \cdot N \alpha \\ n_c = n'_c - n''_c = N \alpha p'_e P_\gamma = n_e P_\gamma - d \cdot 10^{-5} P_\gamma \end{cases}$$

b/3 - Source mince de ^{22}Na entourée de chaque côté par un écran de Pb de 220 mg/cm^2 (le parcours des positons de 0,58 Mev étant $\approx 200 \text{ mg/cm}^2$) ; le nombre n_γ d'impulsions détectées par C_2 s'écrit :

$$(6-21) \quad n_\gamma = N p_\gamma (1 - a_\gamma) + 2 N \alpha p_A$$

a_γ : absorption des γ de 1,3 Mev dans l'écran de Pb de 220 mg/cm^2 ; $a_\gamma \approx 1,2 \%$.

p_A : rendement total du compteur C_2 pour les photons de 0,51 Mev ; d'après fig.10 $p_A \approx (0,9 \pm 0,05) \text{ Mev}$. On suppose que chaque positon s'annihile en donnant 2 photons de 0,51 Mev.

La relation (6-21) permet d'obtenir en tenant compte de (6-20) :

$$(6-22) \quad N p_\gamma (1 - a_\gamma) = n_\gamma - 2 \cdot \frac{n_e}{p_e} \cdot p_A \quad ; \quad \text{d'où } N$$

à partir de N (6-22) et $N \alpha$ (6-20) on obtient finalement α et P_K/P_+ .

B/2 - Résultats.-

a) Préparation des sources :*

On obtient le ^{22}Na par irradiation d'une cible de Mg [$\text{Mg}(\text{d}\alpha)$; $\approx 300 \mu\text{Ar}$] ; il se forme également ^{24}Na (14,8h) qu'on laisse décroître. Pour séparer le Na du Mg, on a utilisé une colonne de résine échangeuse d'ions (Amberlite I R 100) ; cette méthode mise au point par G. Kayas a permis de séparer sans entraîneur le Na existant en quantité impondérable dans le Mg (environ 28 mg). Le Na actif en solution dans ClH est finalement déposé sur un film mince de Chlorure de Polyvinyle de $0,2 \text{ mg/cm}^2$ environ (éviter d'employer ClO_3Na trop hygroscopique). On a ainsi réalisé 3 sources d'environ $4 \mu\text{Ci}$ chacune avec lesquelles on a effectué les mesures pendant plusieurs mois et pour lesquelles on peut négliger les corrections d'absorption $a_\gamma \approx 0$.

b) Détermination de P_K/P_+ .

b/1) - Détermination de $N \alpha$: La précision avec laquelle on obtient $N \alpha$ dépend essentiellement de celle de p_e' . On a vu

* La préparation des sources minces de ^{22}Na a été également réali-

(§ 62-C4) que la méthode utilisée pour déterminer les intensités des rayonnements électroniques est satisfaisante dans le cas du RaE, du ^{61}Cu et ^{64}Cu ; dans le cas de ^{22}Na la proportion des électrons mous dans le spectre P_+ étant plus grande, il en résulte que les diffusions ont beaucoup plus d'importance. Pour obtenir des mesures d'intensité correctes on a dû utiliser des angles solides plus grands et mettre la source à la distance la plus proche possible du compteur C_I ; les résultats Tableau XIX indiquent que la comparaison avec ^{22}Na reste possible pour $\omega_e \epsilon_e > 5 \cdot 10^{-3}$ et $d < 6 \text{ cm}$; on peut donc conserver les valeurs pour $d = 3 \text{ cm}$ et $\omega_e \epsilon_e = 11 \cdot 10^{-3}$; on obtient $N_d = 5,5 \cdot 10^5$ par minute.

b/2) - Détermination de N et calcul de P_K/P_+ : La moyenne des valeurs de $N = 6,1 \cdot 10^5$ par minute obtenue pour la même source de ^{22}Na (Tab. XIX) permet d'écrire

$$\frac{N}{N_d} = \frac{P_+ + P_K}{P_+} = \frac{6,1 \cdot 10^5}{5,5 \cdot 10^5} = 1,10$$

(6-23)

fonctionnant :

$$\boxed{\frac{P_+ + P_K}{P_+} = 1,10 \pm 0,05}$$

Cette précision sur P_K/P_+ correspondant à l'écart type 6 n'est pas très bonne : ceci est dû à la méthode elle-même puisque l'on essaie de comparer $P_+ + P_K$ et P_+ qui sont du même ordre de grandeur. Toutefois le résultat (6-23) est en faveur de l'existence de la capture K qui semble au moins correspondre à quelques % de l'émission de positons : $P_K / P_+ \approx 10 \%$. Good Peaslee et M. Deutsch [G4] avaient obtenu en 1946 $\frac{P_+ + P_K}{P_+} = 1,00 \pm 0,05$.

Pour obtenir une précision meilleure, il serait nécessaire de mesurer directement les photons K ou les électrons Auger par compteur proportionnel par exemple (une méthode par compteur G.M. même avec une canalisation partiellement vidée comme dans les expériences de Bothe (BII) semblant trop délicate.)

C - COMPARAISON AVEC LA THEORIE.

La désintégration du ^{22}Na présente certaines difficultés d'interprétation ; aussi les remarques théoriques suivantes tenant compte des renseignements actuellement connus sur ce nuclide constituent de simples indications.

C/1 - Choix des types de transition d'après la forme du spectre β , d'après $T_0/|M_p|^2$ et P_K/P_+ .

Cette désintégration comprend principalement la transition vers l'état excité de 1,3 Mev du ^{22}Ne ; la transition vers l'état fondamental avec émission β^+ (1880 kev) représentant $\approx 4 \cdot 10^{-5}$ [M7] de l'intensité β^+ totale est négligée. La transition principale avec émission β^+ (580 kev) correspond à une valeur de $FT \approx 2,7 \cdot 10^7$; elle est donc interdite. Toutefois le spectre β ayant une "forme permise" [32 et 64], il en résulte que la formule donnant la probabilité doit être proportionnelle à $\int_0^1 \epsilon p q^2 G_0 d\epsilon \approx \frac{1}{2}$; d'après les calculs du Ch. IV la seule possibilité est $\Delta J = 1, \Delta L = 2$ analogue aux désintégrations du ^{14}C ou du ^{32}P , si l'on envisage le cas moins fréquent ΔL impair il faut aussi considérer la possibilité $\Delta J = 1, \Delta L = 1$. Les transitions $\Delta J = 2$ (ΔL pair ou impair)* semblent être exclues : d'une part elles correspondraient à une "forme interdite" $\propto \int_0^1 \epsilon p q^2 (G_1 q^2 + G_2 p^2) R^2 d\epsilon$; d'autre part elles conduiraient à une valeur trop petite de $T_0/|M_p|^2$ (Tableau XX).

On a résumé dans le tableau XX les résultats des calculs concernant les différents types de transition $\Delta J = 1, \Delta L = 0, 1, 2$; on voit qu'ils conduisent tous à la valeur expérimentale $P_K / P_+ \approx 10\%$ (6-23), [cf aussi 64], les types $\Delta L = 1, 2$ s'accordent aussi en première approximation avec les valeurs de $T_0/|M_p|^2$. On obtiendrait par exemple un bon accord en considérant un mélange $\Delta L = 2, 0$, le type $\Delta L = 2$ étant prédominant.

C/2 - Renseignements fournis par le modèle quasi-atomique.

On a vu (Tableau VI) que le ^{22}Na pouvait être considéré comme un mélange $^3D_3 + ^3G_3$ avec environ 20 % d'état $^3G_3$ (Cf. aussi Feenberg F2 p.1880 Tableau IIIa) : le moment angulaire total d'après les mesures récentes [D4] est en effet $J(^{22}\text{Na}) = 3$ et la valeur expérimentale du moment magnétique nucléaire $\mu(^{22}\text{Na}) = 1,745$ peut s'interpréter par un mélange $\mu_c(^3D_3) = 1,88$ et $\mu_c(^3G_3) = 1,22$.

* Cette hypothèse a été faite par Feenberg et Hammack [F2 p.1888.]

Les types possibles de la transition $^{22}\text{Na} \xrightarrow{\beta^+} ^{22}\text{Ne}^*$ sont donc finalement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{a) } (\underline{{}^3\text{D}_2} + {}^3\text{G}_3) \longrightarrow (\underline{{}^1\text{S}_0} + {}^1\text{D}_2) \quad ; \quad \Delta J = 1, \Delta L = 0, 2 \\ \text{b) } (\underline{{}^3\text{D}_3} + {}^3\text{G}_3) \longrightarrow (\underline{{}^3\text{P}_2} + {}^3\text{F}_2) \quad ; \quad \Delta J = 1, \Delta L = 1 \end{array} \right.$$

On a souligné les configurations prépondérantes.

Remarques.

- 1 - Une indication en faveur des états L impair (P ou F) du $^{22}\text{Ne}^*$ est donnée par la configuration ${}^2\text{P}_{3/2}$ du ^{23}Na (Tableau VII) : on ne peut vraisemblablement obtenir ces états qu'en supposant une sous-couche 2p non saturée.
- 2 - Au contraire, les résultats récents de Stevenson et Deutsch [S8] concernant l'absence de corrélation angulaire $\beta^+ \chi$ du ^{22}Na sont en faveur d'un état S_0 pour Ne^* .
- 3 - Signalons que Good, Peaslee et Deutsch [G4] * avaient conclu en 1946 que l'interaction tensorielle, si l'on suppose un changement de parité, était compatible avec les caractères de la désintégration du ^{22}Na (Tm 3a, forme permise du spectre,

$$\frac{P_K + P_+}{P_+} = 4,00 \pm 0,05 \quad \text{.. (C'est notre hypothèse b) ci-dessus.)}$$

* Cf. aussi Phys. Rev. 1946. 69.673 : erratum à l'article [G4] .

VII - SUR LA CAPTURE L :
MISE EN EVIDENCE DE LA VARIATION DE LA PERIODE DU ^7Be

7/I - INTRODUCTION -

Dans ce dernier chapitre on donne le résultat des expériences effectuées sur un comportement important du processus de capture d'électrons par le ^7Be : lorsqu'on enlève par ionisation une partie des électrons L_I de l'atome on provoque une diminution de la probabilité de désintégration. Cet effet est une conséquence immédiate de la formule de Möller donnant la probabilité de capture pour une transition permise ; les probabilités de capture K ou L_I sont proportionnelles à $(\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 g_K^2(R)$ et $(\epsilon_0 + \epsilon_{L_I})^2 g_{L_I}^2(R)$ c'est-à-dire encore à la densité électronique dans le champ nucléaire ; lorsqu'on modifie cette densité électronique il est donc vraisemblable qu'on modifie dans le même sens la probabilité de désintégration, donc la période radioactive. Ce phénomène fut signalé indépendamment en Amérique par E. Segré [S9] et en France par R. Daudel [D6] .

Le calcul de cet effet n'est pas facile puisqu'il dépend essentiellement des fonctions propres des électrons dans le champ nucléaire et que ces fonctions ne sont pas bien connues ; elles varient suivant que l'atome est isolé, se trouve dans un milieu plus ou moins dense, ou est engagé dans un composé chimique. On peut toutefois obtenir l'ordre de grandeur de l'effet à partir d'un calcul élémentaire en considérant le cas idéal d'un atome neutre de Be et d'un ion Be^{++} isolés dans l'espace ; on peut dans ce cas écrire :

$$(71) \frac{\Delta T}{T} = \frac{T(\text{Be}^{++}) - T(\text{Be})}{T(\text{Be})} = \frac{P_K}{P_K} = \frac{(\epsilon_0 + \epsilon_{L_I})^2 g_{L_I}^2}{(\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 g_K^2} = \frac{g_{L_I}^2}{g_K^2} = \frac{1}{8} \left(\frac{Z_{L_I}}{Z_K} \right)^2 = \underline{\underline{1,8\%}}$$

en utilisant les fonctions propres avec constantes d'écran de Slater pour estimer g_K et g_{L_I} (Cf. App.II). Cette estimation est très grossière, et on ne l'améliorera que si on peut déterminer avec plus de précision les densités électroniques g_K et g_{L_I} .

atomes utilisés dans les conditions de l'expérience. A Paris ces calculs ont été développés par R. Daudel et P. Benoist [BI5] [BI6], en Amérique par le Professeur Seitz (cf. [SIO]); il en résulte que l'on ne peut faire que des estimations très approchées et que l'on peut s'attendre, dans le cas le plus favorable, à une variation de la période $\lesssim$ 1 % entre des atomes de Be dans l'état métallique et des ions Be dans le composé Fluorure.

L'étude de ce phénomène fut menée simultanément à Berkeley et à Paris : à Berkeley sous la direction du Prof. E. Segré ; à Paris sous la direction du Prof. I. Curie et avec la participation de R. et P. Daudel, P. Benoist, R. Muxart, A. Rogozinski et moi-même. J'ai toutefois effectué personnellement la totalité des expériences physiques et je les résumerai dans ce mémoire. Ces mesures ont été effectuées avec deux sources, l'une de Be métal, l'autre Be F₂ ; les détails sur leur préparation sont indiqués dans [BI6], signalons simplement que des précautions spéciales ont été prises contre toutes traces d'impuretés ; en outre la totalité de l'activité de ⁷Be a été d'abord amenée à l'état métallique, ensuite la moitié fut transformée en fluorure ; ainsi les deux sources ont subi les mêmes traitements et, par conséquent, contiennent les mêmes impuretés si elles en contiennent. Elles ont été introduites dans des nacelles d'alumine fondu et recouvertes de paraffine : la nacelle renfermant le métal constituait la source M, l'autre formait la source S.

7/2 - PRINCIPE DES EXPERIENCES.-

Le rayonnement de 480 keV accompagnant la capture par ⁷Be permet de suivre l'activité relative des deux échantillons.

On a utilisé, pour la mesure des très petites différences d'intensité entre les sources M et S, deux chambres d'ionisation montées en système différentiel ; le courant I_M produit dans une chambre par la source M est compensé par le courant I_S produit dans l'autre par la source S.

On réalise le montage de manière qu'au temps t = 0 les deux sources produisent le même courant dans les deux chambres ; on a alors

$$I_M = I_S = I_0$$

En admettant que la source S possède une probabilité plus faible de se transformer, les courants produits par les sources M et S au temps t sont

$$I_S = I_0 e^{-(\lambda + \Delta\lambda)t}$$

$$I_M = I_0 e^{-\lambda t}$$

d'où

$$\Delta I = I_S - I_M \approx I_0 e^{-\lambda t} t \Delta\lambda$$

ou encore :

$$(72) \quad \left\| \frac{\Delta I}{I_0} \approx \frac{\Delta I}{I} e^{-\lambda t} \lambda t \right.$$

La différence entre les courants I_S et I_M passe donc par un maximum pour $\lambda t = 1$, soit $t \approx 78$ jours. La valeur de ce maximum est

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{1}{2} \approx 5 \cdot 10^{-3}$$

Si on suppose $\Delta I/I \approx 1\%$ on peut donc s'attendre à une différence relative maximum de l'intensité entre les sources de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ au bout d'un temps égal à la vie moyenne du ^7Be .

7/3 - APPAREILLAGE...

Description et caractéristiques. - Le dispositif expérimental (fig. I6a et I6a') se compose de deux chambres d'ionisation en cuivre de 1 mm d'épaisseur, portées à des tensions opposées de 90 V et contenant de l'air à la pression atmosphérique ; les électrodes sont reliées à la grille G, isolée, d'une lampe électromètre triode * (type VX32, $V_f = 1,3$ V, $I_f \approx 10$ mA, $V_p \approx 4,5$ V, $V_G \approx -1,5$ V).

Les variations du courant de chauffage du filament sont compensées automatiquement grâce à un montage mis au point par Rogozinski [R6]. Dans les conditions d'utilisation indiquées ci-dessus la pente de la lampe était $15 \mu\text{A} : \text{V}$; les variations du courant étaient suivies à l'aide d'un galvanomètre de sensibilité telle qu'une variation de potentiel de la grille de 10^{-3} V correspondait à un déplacement du spot lumineux de 1,5 mm.

* Cette lampe miniature nous a été obligeamment prêtée par le C.E.A. que nous remercions vivement.

L'appareil est resté en fonctionnement ininterrompu pendant toute la durée de l'expérience, soit quatre mois, au cours desquels la dérive totale du spot lumineux n'a été que de 20 mm ; ce qui correspond à une variation de potentiel de la grille de 15.10^{-3} V environ. Dans les conditions d'utilisation du dispositif expérimental, dont la capacité électrostatique était de l'ordre de 30 cm, la constante de temps était supérieure à 1 h.

Les expériences ont été réalisées au Laboratoire de Physique Cosmique de l'Observatoire de Meudon (Seine-et-Oise). On a pu utiliser la pièce d'une tour [D3] particulièrement inactive, où l'intensité du rayonnement se trouve réduite par un écran quasi-sphérique de 1 m d'épaisseur d'eau distillée inactive, pesant 60 tonnes (cette pièce sert d'ordinaire à effectuer des mesures sur le rayonnement cosmique). Le mouvement propre, à l'intérieur de la tour, est uniquement dû à la partie pénétrante du rayonnement cosmique. L'intensité absolue de ce rayonnement y est égale à 70 pour 100 de sa valeur à l'air libre (celle-ci a été déterminée par A. Rogozinski et M. Lesage [R7] : $2,8.10^{-2}$ rayons $\times$ $\text{cm}^{-2} \times \text{sec}^{-1}$). Cette valeur permet d'estimer le courant produit par le rayonnement cosmique dans une de nos chambres d'ionisation, soit : $1,2.10^{-6}$ u.e.s.

Or en l'absence de sources extérieures, l'intensité du courant produit dans une des chambres est environ 2.10^{-6} u.e.s. ; la différence, inférieure à 10^{-6} u.e.s. représente le léger courant résiduel dû principalement à des contaminations radio-actives. Toujours en l'absence de sources extérieures, lorsque les chambres sont montées en système différentiel, on observe des déplacements du spot lumineux autour de la position zéro, d'amplitude moyenne de 5 mm (observations faites pendant plusieurs heures). Ces déplacements sont dus aux fluctuations du mouvement propre des deux chambres. Ces fluctuations correspondent à un courant moyen de 3.10^{-17} A environ ($\leq 10^{-7}$ u.e.s.).

Sensibilité de la méthode. - La sensibilité de la méthode est limitée par les fluctuations statistiques des sources et du mouvement propre. Les sources M et S, à l'instant initial avaient une intensité I_0 égale entre elles à quelques pour cent près. Elles produisaient le même courant que le rayonnement γ fourni par une source de 40 μ C de Ra placée au même endroit que la source

de Be ($I_0 \approx 3.10^{-13}$ A). D'après des mesures effectuées avec des compteurs, chaque source émettait, au temps zéro, 10^5 rayons γ par seconde, dans l'angle solide (environ 10 pour 100) utilisé avec chaque chambre d'ionisation.

Les fluctuations statistiques du spot lumineux dues aux sources M et S représentaient 20 à 25 mm ; ceci ne permet de mettre en évidence que des déplacements du spot supérieurs à environ 30 mm, ce qui correspond à une variation d'intensité relative $\Delta I/I_0 \lesssim 5.10^{-4}$. Cette variation est toutefois nettement supérieure à la variation relative maximum $\Delta I/I_0 \lesssim 5.10^{-3}$ à laquelle on peut s'attendre.

7/4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.-

Au temps initial, les sources sont placées de manière à produire le même courant dans les deux chambres d'ionisation : le réglage approximatif est obtenu en faisant varier légèrement la distance des sources par rapport aux chambres d'ionisation ; le réglage fin, en couvrant la source M d'écrans de Cu d'épaisseur convenable.

On observe alors, en fonction du temps, un déplacement lent de la position moyenne d'équilibre du spot dans un sens correspondant à une augmentation apparente de l'intensité de la source S ; ce déplacement atteint environ 150 mm en 30 jours. Lorsqu'on échange la position des sources M et S (position II), on constate que le déplacement du spot a lieu toujours dans le sens correspondant à une augmentation apparente de l'intensité de la source S.

On a représenté (fig. I6) les déplacements du spot lumineux pour les 30 premiers jours de l'expérience et pour les deux positions I et II occupées par les sources M et S ; dans ces deux positions l'intensité relative de la source S semble augmenter par rapport à la source M.

On a également représenté (fig. I7) les déplacements du spot pour deux épaisseurs différentes d'écrans de Cu (entre la source M et la chambre d'ionisation correspondante).

7/5 - DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Les déplacements du spot ne peuvent être expliqués, ni par un phénomène parasite indépendant des sources, ni par une dissymétrie du dispositif expérimental, puisque l'effet se conserve lorsqu'on inverse la position des sources.

La cause de cette variation semble donc résider dans les sources elles-mêmes ; cette cause peut provenir dans ce cas, soit d'une contamination radioactive des sources qui provoquerait le déplacement observé, soit d'une différence de période entre les sources S et M. En ce qui concerne la première possibilité, indiquons que les deux sources ont été préparées à partir du même échantillon de béryllium métal, dont une moitié a servi à former la source métal et l'autre moitié à subir la transformation fluorure. Toute contamination dans ce dernier traitement chimique semble totalement exclue. Les deux sources ont été enrobées ensuite dans la paraffine pour éviter toute modification de structure avec le temps sous l'influence de l'air et de l'humidité.

On est ainsi amené à supposer que la source M possède une probabilité légèrement plus grande de se transformer en Li que la source S.

D'après (72) on peut écrire pour ΔI petit $\frac{\Delta I}{I_0} \approx \lambda \frac{\Delta T}{T}$
La variation relative d'intensité est bien proportionnelle au temps comme on l'a observé et le spot se déplace toujours vers la source qui possède la période la plus grande, soit en l'occurrence vers la source S.

Détermination de l'ordre de grandeur de la différence entre les périodes des sources S et M. - Les expériences précédentes permettent d'affirmer que les sources S et M ont une période légèrement différente ; cette différence est en effet supérieure à 10 fois l'ordre de grandeur de l'erreur expérimentale, mais la détermination de la valeur précise de cette différence est délicate.

On a seulement déterminé l'ordre de grandeur de la différence relative entre les périodes des sources S et M. Pour effectuer cette détermination nous avons utilisé l'observation suivante : toute diminution au cours du temps de l'intensité relative de la source M

peut être compensée en augmentant convenablement l'intensité absolue I_M produite par M dans la chambre d'ionisation correspondante. Cette augmentation de l'intensité I_M a été obtenue en diminuant l'épaisseur des écrans de Cu, placés entre la source M et la chambre d'ionisation.

Nous avons effectué cette expérience en utilisant les sources dans la position II. Au début de l'expérience (fig. I7), un écran de 1,44 mm de Cu était placé sur la source M et l'intensité $(I_M)_0$ produite par la source M, était légèrement supérieure à l'intensité $(I_S)_0 = I_0$ produite par la source S. On a représenté (fig. I7) les résultats de cette expérience : la courbe inférieure, correspondant à un écran de 1,44 mm de Cu sur la source M, indique les déplacements du spot lumineux pendant toute la durée de l'expérience ; la courbe supérieure correspondant à un écran de 1,27 mm de Cu sur la source M indique les déplacements du spot lumineux pendant les 40 premiers jours.

Posons :

$$\begin{cases} I_S = I_0 e^{-\lambda t} \\ I_M = I_0(1+\varepsilon) e^{-(\lambda+\alpha)t} \end{cases}$$

A partir de ces équations on trouve que la différence relative d'intensité $\Delta I/I_0$ varie avec le temps suivant une loi légèrement différente de (72) :

$$(73) \quad \left\| \frac{\Delta I}{I_0} \simeq e^{-\lambda t} \left(\varepsilon - \lambda t \frac{\Delta I}{I} \right) \right.$$

$\Delta I/I_0$ s'annule au temps t_1 pour $\varepsilon = \frac{\Delta I}{I} \cdot \lambda t_1$; expérimentalement, on observe (fig. I7) que $\Delta I/I_0 = 0$ pour $t_1 \simeq 60$ jours, d'où :

$$(74) \quad \varepsilon \simeq \frac{\Delta I}{I} 0,75 \quad (\text{à environ } 10 \text{ pour } 100).$$

Exprimons que le spot lumineux peut être ramené au bout de 40 jours, à la position qu'il occupait au temps $t = 0$, en diminuant l'épaisseur des écrans sur la source M d'une quantité δM . En posant δI_t : différence des intensités entre les instants $t = 0$ et t , on peut écrire

$$\delta I_t = I_M \frac{\mu}{\rho} \delta m \simeq I_0 e^{-\lambda t} \frac{\mu}{\rho} \delta m$$

μ/ρ étant le coefficient d'absorption massique du rayonnement de 480 keV dans le Cu et pour le dispositif expérimental.

D'autre part δI_t peut s'exprimer en fonction des variations avec le temps de la différence relative d'intensité $\Delta I/I_0$.

$$\frac{\delta I_t}{I_0} = \left(\frac{\Delta I}{I_0} \right)_{t=0} - \left(\frac{\Delta I}{I_0} \right)_t \approx \varepsilon - e^{-\lambda t} \left(\varepsilon - \lambda t \frac{\Delta I}{I} \right)$$

d'où l'on déduit :

$$(75) \quad \varepsilon - e^{-\lambda t} \left(\varepsilon - \lambda t \frac{\Delta I}{I} \right) \approx e^{-\lambda t} \frac{\mu}{\rho} \delta m$$

Les relations (74) et (75) permettent de calculer

$$(76) \quad \frac{\Delta I}{I} \approx \frac{\mu/\rho \cdot \delta m}{\lambda t \frac{1-e^{-\lambda t}}{e^{-\lambda t}} + \lambda t} \quad \text{connaissant}$$

$\delta m \approx 144 \text{ mg/cm}^2$, $t \approx 40$ jours et μ/ρ . La valeur de μ/ρ correspondant au dispositif expérimental est difficile à préciser ; toutefois la source M étant très près de la chambre d'ionisation et aucune canalisation du rayonnement n'étant utilisé, on peut pour de faibles épaisseurs d'écran considérer qu'il n'y a pas de perte par diffusion Compton*, dans ce cas $\mu/\rho \approx 4 \cdot 10^{-2}$. On obtient alors à partir de (76)

$$(77) \quad \boxed{\frac{\Delta I}{I} = (6 \pm 1) \cdot 10^{-3}}$$

Par suite de la faible activité des sources utilisées (équivalente dans les conditions expérimentales à 40 μC de Ra) il n'a pas été possible d'obtenir un résultat plus précis, et ceci malgré les conditions très favorables en ce qui concerne les mouvements propres des appareils.

7/6 - REMARQUES COMPLEMENTAIRES.-

Dès le début 1947, après les suggestions de Daudel et Segré, des expériences ont été entreprises à Berkeley et à Paris. Une première comparaison fut effectuée dès 1947 à Paris [BI7] entre une source Be métal et une source contenant Bo Cr_2 en solution aqueuse, à l'aide d'un ensemble de compteurs G.M. montés en parallèle

* Dans un article antérieur [BI6], j'avais considéré la possibilité d'une perte partielle par diffusion ; des expériences complémentaires sur des photons d'annihilation de 510 kev ont montré que l'on pouvait négliger cet effet.

et permettant des comptages élevés sans perte ; la stabilité de cet ensemble permettait de déceler des variations d'intensité de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$. J'obtins au cours de ces mesures

$$\frac{T(\text{BeO}_2) - T(\text{Be})}{T(\text{Be})} = (5 \pm 5) \cdot 10^{-3}$$

la méthode n'était pas assez sensible. Les mesures suivantes furent entreprises à Berkeley et à Paris à l'aide de la même méthode (analogue à celle décrite dans ce mémoire) beaucoup plus sensible, permettant de mesurer de très petites différences d'activité entre sources intenses. Les résultats obtenus par Segré et Wiegand [SIO]

en septembre 1948 donnèrent $\frac{T(\text{BeO}) - T(\text{Be})}{T(\text{Be})} = (3,0 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$

(dans le sens prévu mais) valeur qui est de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales ; les expériences décrites dans ce mémoire furent publiées en Août 1948 et Janvier 1949 ; enfin plus récemment en Juin 1949, Leininger, Segré et Wiegand [L7] comparèrent des sources beaucoup plus intenses (équivalentes à $317 \mu\text{g Ra}$) de BeF_2 cristallisé et BeO et finalement obtinrent $\frac{T(\text{BeF}_2) - T(\text{BeO})}{T(\text{BeO})} = (4,67 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}$, valeur plusieurs fois plus petite que celle obtenue à Paris avec des sources presque analogues mais 10 fois moins intenses.

Le fait essentiel de ces expériences concerne la mise en évidence de la variation de période de la période du ^7Be ; c'est la première fois que l'on observe une différence de période pour les atomes d'un radio élément placé dans des conditions différentes. Ces expériences mettaient aussi en évidence l'existence de la capture L dont on n'avait aucune preuve expérimentale [Cf. Chap. II § 21] .

Signalons enfin que Marie Curie en 1924 [C9] avait essayé de déceler une variation de période entre une ampoule de radon ordinaire et une ampoule de radon concentré sous très petit volume où les chocs sont nombreux et qu'elle avait utilisé la méthode différentielle reprise par Segré et nous-mêmes.

VIII - CONCLUSIONS GENERALES

Les contributions apportées à l'étude de la désintégration β comprennent en résumé les points suivants :

1° - L'étude théorique est entreprise en supposant pour la structure nucléaire un " modèle quasi-atomique " et en introduisant un bon nombre quantique L de moment orbital ; en première approximation un niveau nucléaire est alors constitué par un petit nombre de configurations (J, L) , (J, L') ... ; L, L' ... ayant même parité. Un tel schéma permet, en particulier, une interprétation satisfaisante de la plupart des moments magnétiques nucléaires, dont certains n'avaient pu être interprétés à l'aide des schémas antérieurs.

2° - La comparaison de la structure des niveaux nucléaires avec les caractères expérimentaux des transitions β nécessite de discuter les relations classiques de la théorie de la désintégration β en tenant compte des nombres quantiques L introduits ci-dessus. On établit alors les formules précises donnant les probabilités de transition avec émission β ou capture d'électrons pour les types de transition les plus fréquents, caractérisés par la variation ΔJ du moment angulaire total et la variation ΔL du moment angulaire.

3° - Les hypothèses sur la structure des niveaux nucléaires et les formules établies précédemment permettent d'interpréter les désintégrations du ^{14}C , du ^{32}P . Ces désintégrations correspondant à des transitions interdites du second ordre possédant une forme permise pour le spectre d'électrons, constituaient des anomalies pour les règles classiques de sélection de Gamow-Teller.

4° - On montre ensuite, en généralisant le critère de Konopinski, que la partie radiale de l'élément de matrice nucléaire $|M_p|^2 \equiv \left| \int G_p^* \psi_p d\tau \right|^2$ constitue un test quantitatif précis du caractère de la transition étudiée (ordre d'interdiction donné par ΔL et ΔJ).

5° - On rend compte des expériences effectuées pour déterminer le rapport d'embranchement $P_K = P_K / P_+$ dans le cas du ^{61}Cu , ^{64}Cu et ^{22}Na . On a utilisé pour le ^{64}Cu et le ^{61}Cu une méthode directe de numération des photons K et des électrons à l'aide de compteurs G.M. et d'une chambre d'ionisation ; pour le ^{22}Na on a utilisé une méthode indirecte basée sur la technique des coïncidences. Les résultats sont les suivants :

- A) Transition permise $^{64}\text{Cu} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$; on obtient $P_K = 2,6 \pm 0,4$, la théorie prévoit $P_K \simeq 2,3$.
- B) Transition permise $^{61}\text{Cu} \rightarrow ^{61}\text{Ni}$; on obtient au cours de deux séries d'expériences indépendantes $P_K = 0,44 \pm 0,07$, et $0,39 \pm 0,05$, la théorie prévoit $P_K \simeq 0,5$.
- C) Transition interdite $^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}^*$; les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques sont beaucoup plus difficiles à établir avec précision, on ne peut obtenir que des indications ; l'expérience indique $\frac{P_+ + P_K}{P_+} = 1,10 \pm 0,05$ et il semble que P_K/P_+ soit au moins égal à 5 % ; la théorie prévoit une valeur probable de l'ordre de 5 % à 10 %.

La seule comparaison précise entre théorie et expérience pour le rapport d'embranchement avait jusqu'ici été obtenue par Bradt en 1947 pour la transition permise $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}^*$ ($P_K \simeq 350 \pm 30$, $P_{th} \simeq 360$) ; ce résultat joint à ceux obtenus dans ce mémoire indiquent que la valeur du rapport P_K/P_+ semble, en première approximation, correctement prévu par la théorie de la désintégration β .

6° - On donne enfin le résultat d'expériences effectuées sur un comportement important du processus de capture d'électrons par le ^7Be : lorsqu'on enlève par ionisation une partie des électrons L_I du ^7Be on provoque une diminution de la probabilité de désintégration ; on observe en fait une variation de la période entre le composé BeF_2 et Be métal :

$$\frac{T(\text{BeF}_2) - T(\text{Be})}{T(\text{Be})} = (6 \pm 1) 10^{-3}$$

C'est la première fois que l'on observe une différence de période pour les atomes d'un radioélément placé dans des conditions différentes. La théorie est difficile à effectuer et permet seulement de prévoir pour cet effet un ordre de grandeur comparable à

celui du résultat expérimental.

x
x x

Les accords satisfaisants entre théorie et expérience résumés dans ce mémoire, en particulier dans le cas des rapports d'embranchement capture K - émission β^+ pour ^{61}Cu , ^{64}Cu et ^{22}Na et dans le cas de l'interprétation des désintégrations du ^{14}C , ^{32}P et du ^{22}Na , apportent une indication supplémentaire :

- a) en faveur des idées générales de la théorie de la désintégration β selon Fermi, basée essentiellement sur une interaction directe entre nucléon et lepton sans intermédiaire de mésons ;
- b) sur une interaction nucléon-lepton en première approximation du type tensoriel $\beta \vec{6} + \beta \vec{\alpha}$.

-:-:-:-:-:-:-:-

APPENDICE I

FORME DES MATRICES DE LA THEORIE DE DIRAC -

On peut utiliser différentes formes pour ces matrices, aussi il me faut préciser celle utilisée dans ce travail. ^[à 4 lignes et 4 colonnes]

Pour définir les matrices de la théorie de Dirac on utilisera les matrices de Pauli $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, à 2 lignes et 2 colonnes ainsi que les matrices $1 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ et $-1 \equiv \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

$$\sigma_1 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 \equiv \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} -$$

d'où les matrices $\beta, \vec{\alpha}, \vec{\sigma}, \gamma_5$ s'écrivent :

$$\beta \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} ;$$

$$\alpha_1 \equiv \begin{pmatrix} 0 & \sigma_1 \\ \sigma_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha_2 \equiv \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ \sigma_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha_3 \equiv \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ \sigma_3 & 0 \end{pmatrix} ;$$

$$\sigma_1 \equiv \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 \equiv \begin{pmatrix} \sigma_2 & 0 \\ 0 & \sigma_2 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 \equiv \begin{pmatrix} \sigma_3 & 0 \\ 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} ;$$

$$p_1 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \equiv \gamma_5, \quad p_2 \equiv i \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \equiv -i \beta \gamma_5$$

APPENDICE II

FONCTIONS PROPRES DES LEPTONS.

Elles sont solutions de l'équation de Dirac avec ou sans champ coulombien. L'équation de Dirac utilisée s'écrit sous forme symbolique :

pour l'électron ; $\left(\xi + \vec{Z} \frac{e^2}{r} + \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta \right) \Psi = 0$, avec $\vec{p}_i \equiv -i \frac{\partial}{\partial x_i}$;
cette équation est valable pour un électron, positif ou négatif, d'impulsion $\vec{p}$ et d'énergie totale ξ ; $Z > 0$ dans le cas d'un électron négatif, $Z < 0$ pour l'électron positif.

pour le neutrino ; $(q + \vec{\alpha} \cdot \vec{q}) \psi = 0$; cette équation est valable pour un neutrino de masse au repos $\mu_0 = 0$ (son énergie et sa quantité de mouvement sont alors exprimés par le même nombre q), de charge nulle, sans interaction avec le champ électro-magnétique.

On distingue deux types de solution dans tous les cas :

type a $j = l + \frac{1}{2}$, $l \geq 0$, $-j \leq m \leq +j$ (j toujours positif)

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_1 \equiv i \left(\frac{j-m+1}{2j+2} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{m-1/2} p_{l+1} \\ \psi_2 \equiv i \left(\frac{j+m+1}{2j+2} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{m+1/2} p_{l+1} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \psi_3 \equiv \left(\frac{j+m}{2j} \right)^{1/2} Y_l^{m-1/2} q_l \\ \psi_4 \equiv - \left(\frac{j-m}{2j} \right)^{1/2} Y_l^{m+1/2} q_l \end{array} \right.$$

type b $j = l - \frac{1}{2}$, $l \geq 1$, $-j \leq m \leq +j$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_1 \equiv i \left(\frac{j+m}{2j} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{m-1/2} p_{l-1} \\ \psi_2 \equiv -i \left(\frac{j-m}{2j} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{m+1/2} p_{l-1} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \psi_3 \equiv \left(\frac{j-m+1}{2j+2} \right)^{1/2} Y_l^{m-1/2} q_{l-1} \\ \psi_4 \equiv \left(\frac{j+m+1}{2j+2} \right)^{1/2} Y_l^{m+1/2} q_{l-1} \end{array} \right.$$

(Appendice II. suite 1)

Les fonctions Y_{ℓ}^m sont les fonctions sphériques normées ; ℓ est un indice auxiliaire caractérisant la fonction propre ψ de l'électron, dans le cas de l'approximation non relativiste ℓ est le nombre quantique orbital, dans le cas relativiste général ℓ n'est pas défini et varie de ℓ à $\ell + 1$.

Rappelons que $Y_{\ell}^m(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} \frac{\sin^m \theta \cdot e^{im\varphi}}{2^{\ell} \ell!} \left(\frac{d}{d \cos \theta} \right)^{\ell+m} (\cos^2 \theta - 1)^{\ell}$.

Les fonctions f et g représentent la partie radiale et dépendent seulement de la variable r ; il est pratique d'introduire le paramètre K :

$$K = \begin{cases} -(j + 1/2) = -\ell - 1 & \text{si } j = \ell + 1/2 \text{ (type a) ;} \\ j + 1/2 = \ell & \text{si } j = \ell - 1/2 \text{ (type b).} \end{cases}$$

On peut donc caractériser f et g uniquement par K :

A - Spectre continu : fonction propre de l'électron ; $\varepsilon > 1$ [R2, H6] .

$$\begin{Bmatrix} f \\ g \end{Bmatrix} = \frac{(1 \mp \varepsilon)^{1/2} (2pr)^{\chi} \cdot e^{\frac{\pi \alpha z \varepsilon}{2p}} \cdot \left| \Gamma\left(\chi + i \frac{\alpha z \varepsilon}{p}\right) \right|}{2(\pi p)^{1/2} \Gamma(2\chi + 1)} \times \begin{Bmatrix} e^{-ipr} \sqrt{-\left(\chi - i \frac{\alpha z \varepsilon}{p}\right) \left(\chi + i \frac{\alpha z \varepsilon}{p}\right)} \Gamma\left(\chi + i \frac{\alpha z \varepsilon}{p}\right) \\ e^{ipr} \sqrt{-\left(\chi - i \frac{\alpha z \varepsilon}{p}\right) \left(\chi + i \frac{\alpha z \varepsilon}{p}\right)} \Gamma\left(\chi + i \frac{\alpha z \varepsilon}{p}\right) \end{Bmatrix}$$

avec $p^2 = \varepsilon^2 - 1$, quantité de mouvement de l'électron à grande distance du noyau

$$(1 - \varepsilon)^{1/2} = +i(\varepsilon - 1)^{1/2}$$

C.C. $\equiv$ la quantité complexe conjuguée de la première expression entre crochets.

$F(a, b; x)$ est une fonction hypergéométrique ; on pose en première approximation pour $r = R$, $F = I$.

$$\chi^2 = \chi^2 - \alpha^2 z^2 \quad \text{et posons} \quad \chi^2 = (n+1)^2, \quad \gamma_n = (n+1)^2 - \alpha^2 z^2$$

Remarquons que ces expressions de f et g donnent les fonctions radiales normées par intervalle d'énergie ; pour obtenir les solutions normées par particule dans la sphère de rayon R , il suffit de multiplier rf et rg par $\left(\frac{\pi p}{\varepsilon R} \right)^{1/2}$.

L'ordre de grandeur de f et g est déterminé par γ_n , c'est-à-dire par $j = n + \frac{1}{2}$.

B - Spectre continu : fonction propre du neutrino [M2] , dans cet article, Marshak a normé par particule dans la sphère de rayon R , dans [M2] Non

(Appendice II suite 2)

ce mémoire on a normé en énergie.

Les fonctions propres radiales ont une forme plus simple que celles de l'électron, le neutrino n'ayant pas de charge électrique, ni de masse. On peut les écrire (normées en énergie) :

$$\begin{cases} f_l = \left(\frac{q}{2\tau}\right)^{1/2} J_{l+1/2}(q\tau) \\ g_l = -\left(\frac{q}{2\tau}\right)^{1/2} J_{l+1/2}(q\tau) \end{cases}, \quad \begin{cases} f_{l-1} = \left(\frac{q}{2\tau}\right)^{1/2} J_{l-1/2}(q\tau) \\ g_{l-1} = \left(\frac{q}{2\tau}\right)^{1/2} J_{l+1/2}(q\tau) \end{cases}$$

Les fonctions J_ν sont les fonctions de Bessel ; pour $q\tau \ll 1$ (cas général) on utilise la formule approchée :

$$J_{n+1/2}(z) \simeq \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{z^{n+1/2}}{1 \cdot 3 \dots (2n+1)} \quad \text{valable pour } |z| \ll 1$$

L'ordre de grandeur de f et g est déterminé par $j = n + \frac{1}{2}$, comme dans le cas des électrons.

C - Spectre discontinu : fonctions propre de l'électron ; $\xi < 1$ [BI2]

L'énergie totale ξ de l'électron est inférieure à $m_0 c^2$, l'électron est lié au noyau. Pour z pas trop élevé $|g| \gg |f|$ et la probabilité que l'électron soit dans l'état l est relativement grande ; pour z assez élevé, il y a mélange des états l et $l+1$ pour $j = l + \frac{1}{2}$; l et $l-1$ pour $j = l - \frac{1}{2}$.

$$\xi^2 = \frac{1}{1 + \frac{\alpha^2 z^2}{(n'+\frac{1}{2})^2}}$$

$n' = n - |x|$, $n' = 0, 1, \dots$; $n = 1, 2, \dots$ (couche K, L, ...) c'est le nombre quantique principal de la théorie non relativiste, $\gamma^2 = \chi^2 - \alpha^2 z^2$.

$$\begin{cases} f \\ g \end{cases} = \frac{-1}{\Gamma(2\gamma+1)} \frac{\sqrt{\Gamma(2\gamma+n'+1) \times (-\varepsilon^2) \times (1+\varepsilon)}}{(n')! \alpha^2 z (N-x)} e^{-\frac{p}{2}} \begin{bmatrix} (N-x) \Gamma(-n', 2\gamma+1, p) \pm n' \Gamma(-n'+1, 2\gamma+1, p) \end{bmatrix}$$

avec $N^2 = \alpha^2 z^2 / (1 - \xi^2)$ ($\varepsilon^2 = 1 - \frac{\alpha^2 z^2}{N^2}$) et $N = \frac{n'+x}{\xi}$;
si on néglige les effets relativistes $N^2 = n^2 - 2n' \left(\frac{\xi}{\alpha^2} - \gamma \right)$, $N \simeq n$;
 N est quelquefois dénommé le " nombre quantique principal apparent ".

$$\rho = 2 \sqrt{1 - \xi^2} \tau = \frac{2 \alpha z \tau}{N}$$

On utilise toujours f et g pour $r = R$, $\alpha Z R \ll 1$; la fonction hypergéométrique $F \simeq 1$ et on peut alors développer f et g en série de puissance de $\alpha Z R$: le premier et plus grand terme est proportionnel à $(\alpha Z R)^{\delta-1}$, l'ordre de grandeur de g est déterminé encore par j et l'on a $g \gg f$.

Applications pratiques.-

A - Cas de l'électron : spectre continu -

Posons
$$F_n \equiv (pR)^{2(\delta_n - n) - 2} \times e^{\frac{\pi \alpha Z \varepsilon}{p}} \left| \frac{\Gamma(\delta_n + i \alpha Z \varepsilon / p)}{\Gamma(2\delta_{n+1})} \right|^2 ; \text{ et } \boxed{F_n \equiv 2^{\frac{2(n+1)}{(n+1)^2}} F_n}$$

à partir des fonctions radiales f et g on peut obtenir pour $r = R$:

$$|f_n|^2 = \frac{p}{n} (pR)^{2n} F_n \frac{1 - \frac{\delta_n}{n+1}}{2} \left(\varepsilon + \frac{\delta_n}{n+1} \right); \quad |f_{-n-2}|^2 = \frac{p}{n} (pR)^{2n} F_n \frac{1 + \frac{\delta_n}{n+1}}{2} \left(\varepsilon - \frac{\delta_n}{n+1} \right);$$

$$|g_n|^2 = \frac{p}{n} (pR)^{2n} F_n \frac{1 + \frac{\delta_n}{n+1}}{2} \left(\varepsilon + \frac{\delta_n}{n+1} \right); \quad |g_{-n-2}|^2 = \frac{p}{n} (pR)^{2n} F_n \frac{1 - \frac{\delta_n}{n+1}}{2} \left(\varepsilon - \frac{\delta_n}{n+1} \right);$$

$$|f_n|^2 + |g_{-n-2}|^2 = \frac{2}{n} p \varepsilon (pR)^{2n} F_n \frac{1 - \frac{\delta_n}{n+1}}{2};$$

$$|g_n|^2 + |f_{-n-2}|^2 = \frac{2}{n} p \varepsilon (pR)^{2n} F_n \frac{1 + \frac{\delta_n}{n+1}}{2};$$

$$|f_n|^2 - |g_{-n-2}|^2 = \frac{2}{n} p (pR)^{2n} F_n \frac{1 - \frac{\delta_n}{n+1}}{2} \frac{\delta_n}{n+1};$$

$$|g_n|^2 - |f_{-n-2}|^2 = \frac{2}{n} p (pR)^{2n} F_n \frac{1 + \frac{\delta_n}{n+1}}{2} \frac{\delta_n}{n+1};$$

$$f_n g_n + f_{-n-2} g_{-n-2} = \frac{p \varepsilon}{n} (pR)^{2n} F_n \frac{\alpha |Z|}{n+1};$$

$$f_n g_n - f_{-n-2} g_{-n-2} = \frac{p}{n} (pR)^{2n} F_n \frac{\alpha |Z|}{n+1} \frac{\delta_n}{n+1}.$$

B - Cas de l'électron : spectre discontinu (électrons K, L_I, L_{II}, L_{III})

couche	n	j	ℓ	χ	N^2	n'
K	1	$1/2$	0 (s)	-1	1	0
L _I	2	$1/2$	0 (s)	-1	$2(1+\gamma)$	1
L _{II}	2	$1/2$	1 (p)	1	$2(1+\gamma)$	1
L _{III}	2	$3/2$	1 (p)	-2	4	0

(Appendice II suite 4)

$$\begin{aligned}
 g_K^2 &= \frac{1+\varepsilon_K}{2\Gamma(2\gamma_0+1)} (2\alpha ZR)^{2\gamma_0-2} (2\alpha Z)^3 e^{-2\alpha ZR} & f_K^2 &= g_K^2 \cdot \frac{1-\varepsilon_K}{1+\varepsilon_K} \\
 g_{L_I}^2 &= \frac{2\gamma_0+1}{4\Gamma(2\gamma_0+1)} (1+\varepsilon_{L_I})^{\frac{N}{N+1}} e^{\frac{-2\alpha ZR}{N}} \left(\frac{2\alpha ZR}{N}\right)^{2\gamma_0-2} \left(\frac{2\alpha Z}{N}\right)^3 & f_{L_I}^2 &= g_{L_I}^2 \cdot \frac{1-\varepsilon_{L_I}}{1+\varepsilon_{L_I}} \left(\frac{N+2}{N}\right)^2 \\
 g_{L_{II}}^2 &= g_{L_I}^2 \frac{1+\varepsilon_{L_{II}}}{1+\varepsilon_{L_I}} \frac{(N-2)^2(N+1)}{N^2(N-1)} & f_{L_{II}}^2 &= g_{L_{II}}^2 \frac{1-\varepsilon_{L_{II}}}{1+\varepsilon_{L_{II}}} \left(\frac{N}{N-2}\right)^2 \\
 g_{L_{III}}^2 &= \frac{R^2}{2} (1+\varepsilon_{L_{III}}) \frac{(2\alpha ZR)^{2\gamma_1-4}}{\Gamma(2\gamma_1+1)} (2\alpha Z)^5 e^{-2\alpha ZR} & f_{L_{III}}^2 &= g_{L_{III}}^2 \frac{1-\varepsilon_{L_{III}}}{1+\varepsilon_{L_{III}}}
 \end{aligned}$$

Remarque sur l'influence des interactions électroniques.

Les valeurs précédentes, $g_K^2, f_K^2, g_{L_I}^2, f_{L_I}^2, \dots$ sont obtenues en considérant seulement l'action du champ coulombien du noyau et en négligeant le champ des autres électrons. Pour tenir compte de l'effet des autres électrons sur la fonction propre $g_K, f_K, \dots$ on peut soit utiliser les méthodes d'approximation développées par Hartree [H9], soit utiliser le procédé empirique de HaSlater [SII]; c'est ce dernier procédé qu'on a utilisé dans ce mémoire. Rappelons qu'il consiste à admettre que les fonctions propres hydrogénoïdes sont encore valables dans le cas de plusieurs électrons à la condition de modifier la valeur de Z qui devient $Z_{eff} = Z - C$, C étant la constante d'écran :

- l'effet d'écran sur un électron d'une couche (K, L, ...) dû aux électrons des couches suivantes est nul
- l'effet d'écran dû à un électron de la même couche est 0,35 (sauf pour la couche K : $C = 0,30$)
- pour un électron s ou p appartenant à une couche n :
 - { l'effet d'écran dû à une couche (n-1) est $C = 0,85$
 - { " " " " " (n-2) est $C = 1$

APPENDICE III

FORME PRECISE DES ELEMENTS DE MATRICE DES LEPTONS.

A - Emission β :

$$\vec{B} \equiv \psi \beta \vec{\sigma}^* C \psi$$

$$\vec{A} \equiv \psi \beta \vec{\sigma}^* C \psi$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_1 \equiv -\psi_1 \psi_3 + \psi_2 \psi_4 - \psi_3 \psi_1 + \psi_4 \psi_2 \\ B_2 \equiv -i(\psi_1 \psi_3 + \psi_2 \psi_1 + \psi_3 \psi_1 + \psi_4 \psi_2) \\ B_3 \equiv \psi_1 \psi_4 + \psi_2 \psi_3 + \psi_3 \psi_2 + \psi_4 \psi_1 \\ A_1 \equiv \psi_1 \psi_1 - \psi_2 \psi_2 + \psi_3 \psi_3 - \psi_4 \psi_4 \\ A_2 \equiv i(\psi_1 \psi_1 + \psi_2 \psi_2 + \psi_3 \psi_3 + \psi_4 \psi_4) \\ A_3 \equiv -(\psi_1 \psi_2 + \psi_2 \psi_1 + \psi_3 \psi_4 + \psi_4 \psi_3) \end{array} \right.$$

B - Capture d'électrons :

$$\vec{B} \equiv \psi^* \beta \vec{\sigma} \psi$$

$$\vec{A} \equiv \psi^* \beta \vec{\sigma} \psi$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_1 \equiv \psi_1^* \psi_2 + \psi_2^* \psi_1 - \psi_3^* \psi_4 - \psi_4^* \psi_3 \\ B_2 \equiv i(-\psi_1^* \psi_2 + \psi_2^* \psi_1 + \psi_3^* \psi_4 - \psi_4^* \psi_3) \\ B_3 \equiv \psi_1^* \psi_1 - \psi_2^* \psi_2 - \psi_3^* \psi_3 + \psi_4^* \psi_4 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_1 \equiv \psi_1^* \psi_4 + \psi_2^* \psi_3 - \psi_3^* \psi_2 - \psi_4^* \psi_1 \\ A_2 \equiv i(-\psi_1^* \psi_4 + \psi_2^* \psi_3 + \psi_3^* \psi_2 - \psi_4^* \psi_1) \\ A_3 \equiv \psi_1^* \psi_3 - \psi_2^* \psi_4 - \psi_3^* \psi_1 + \psi_4^* \psi_2 \end{array} \right.$$

x

x

x

INTENSITÉ DE FLUORESCENCE : K

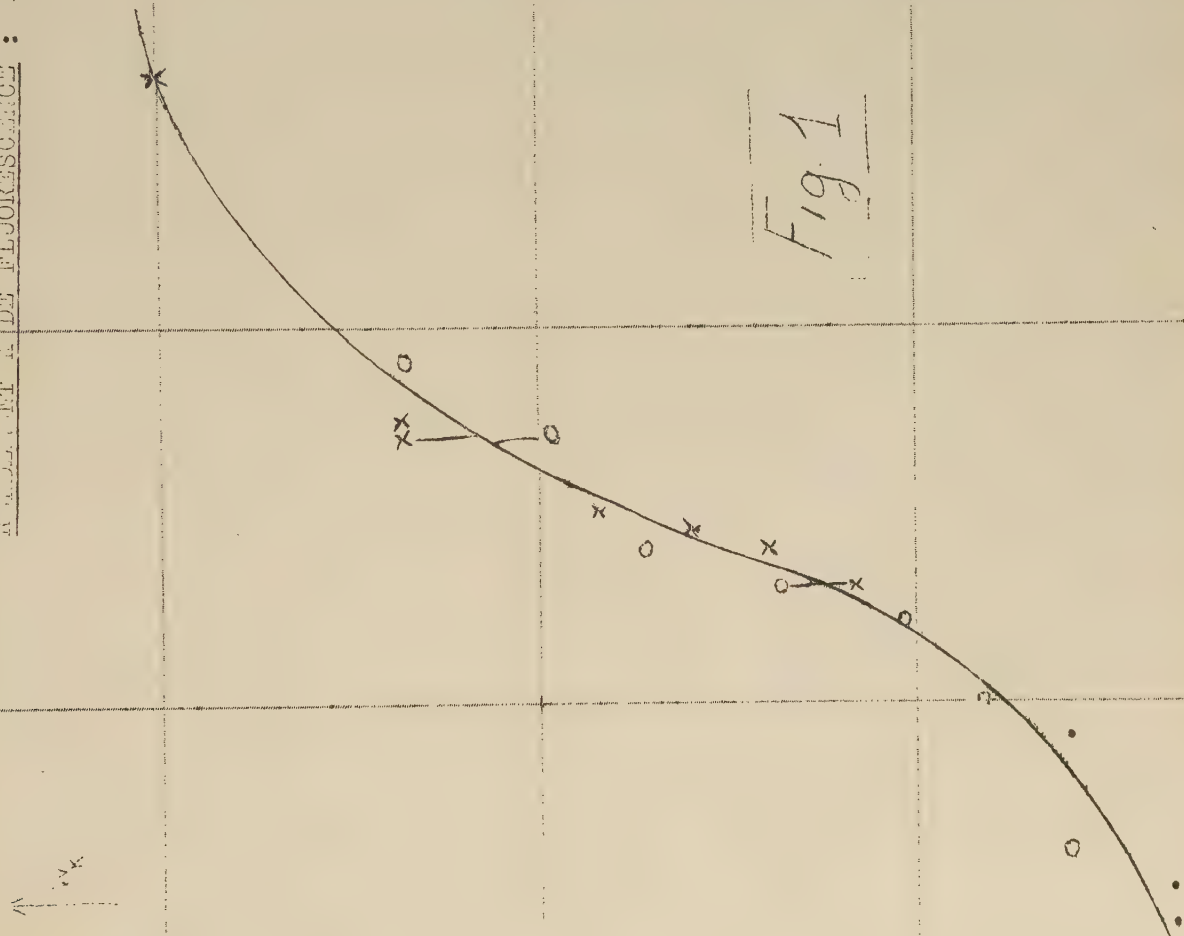
nombre de photons K émis

nombre d'atomes ionisés, au niveau K
d'après les résultats de :

- Locher [14]
- Hevesy [H5]
- × Martin [M8]

Fig. 1

↑
10

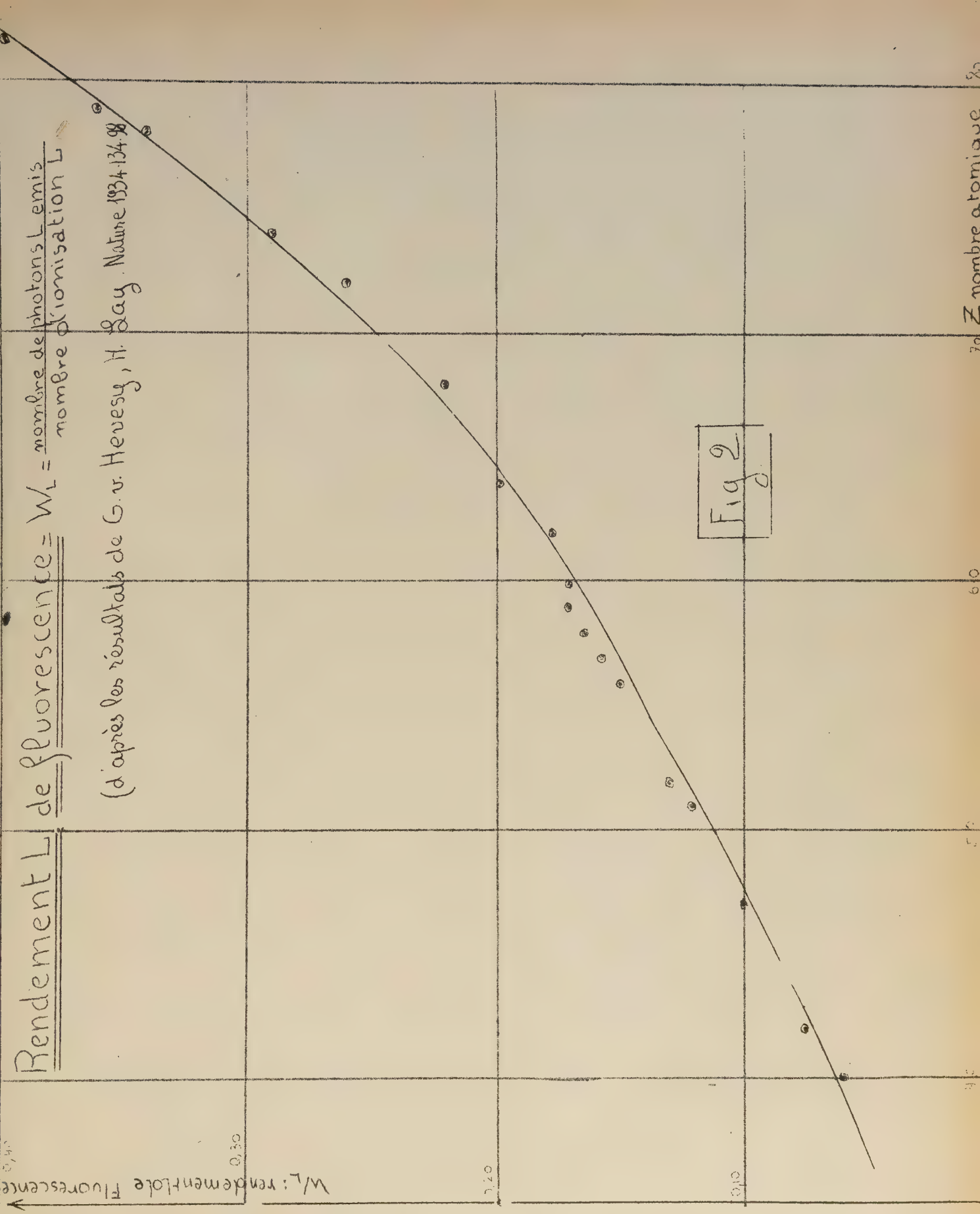


W/L: rendement fluorescence

Rendement L de fluorescence = $W_L = \frac{\text{nombre de photons } L \text{ mis}}{\text{nombre d'ionisation } L}$

(d'après les résultats de G. v. Hevesy, H. Gay. Nature 1934-1934-98)

Fig 2



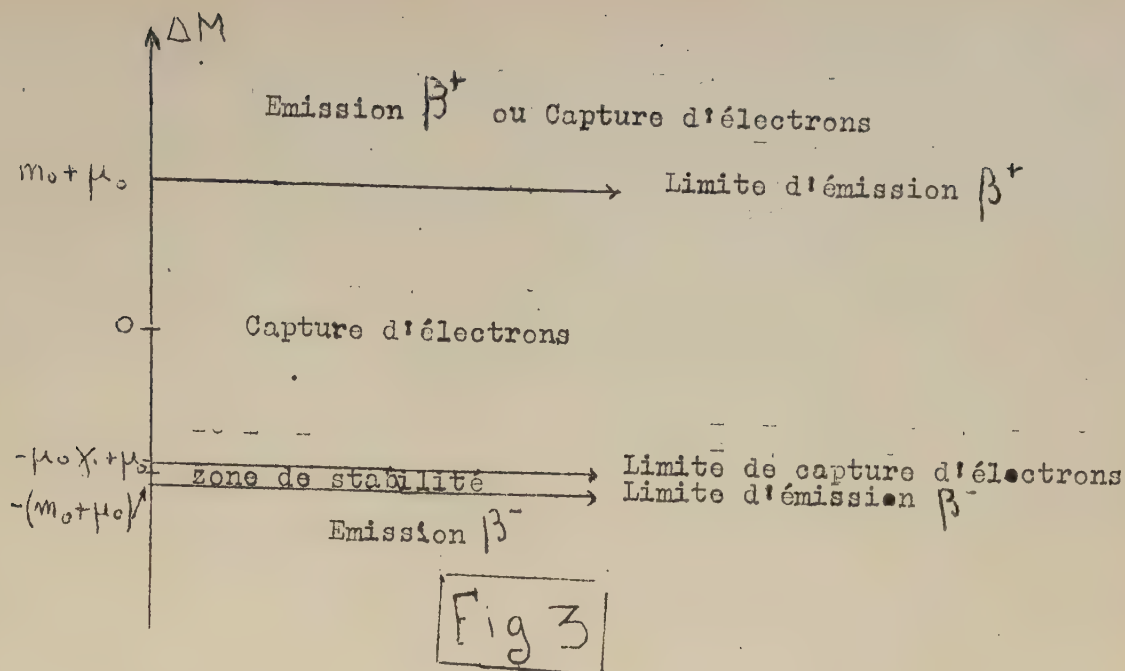
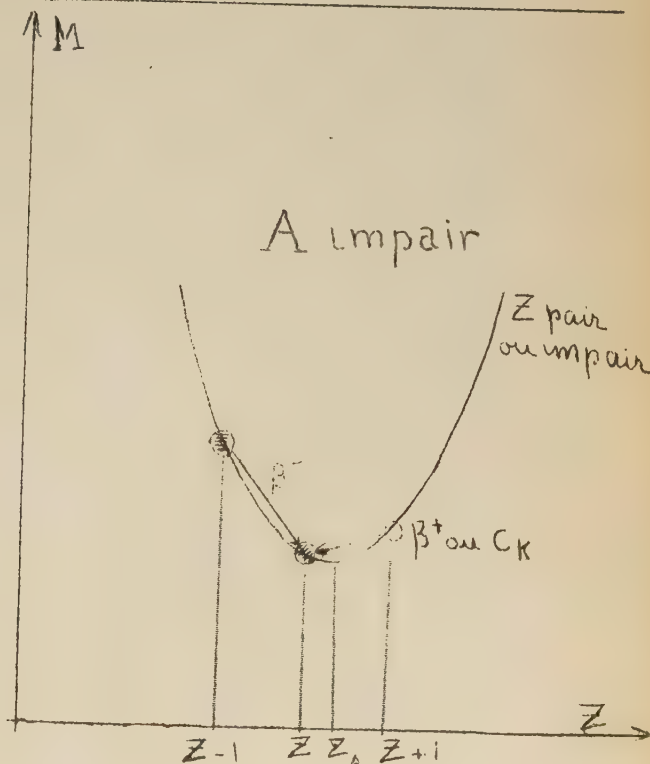
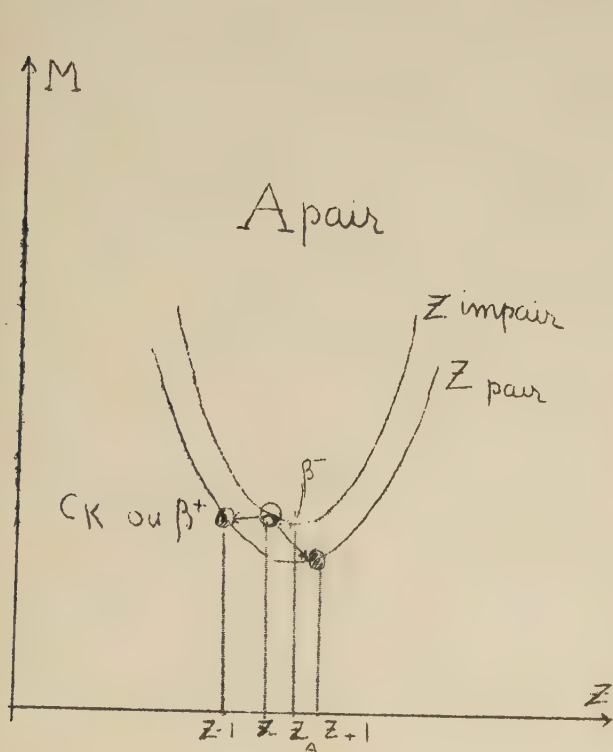
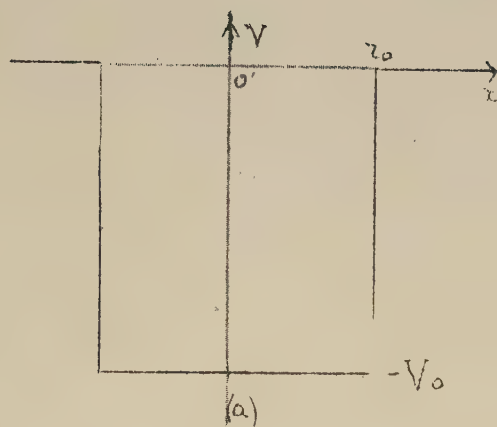


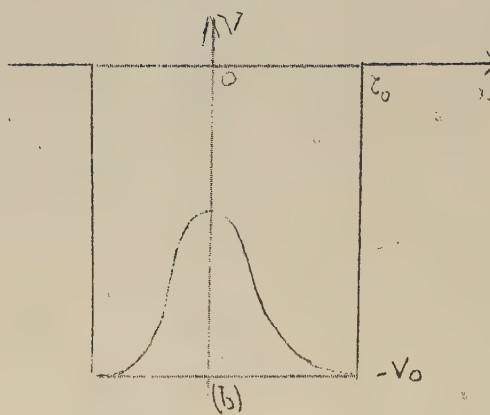
Schéma donnant la nature des radioactivités énergiquement possibles



Conditions énergétiques pour les types d'embranchement $\beta^- - \beta^+$



Puits rectangulaire



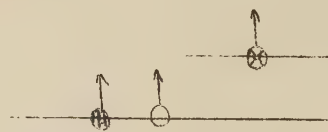
Forme du puits de potentiel d'Elsäasser
[E1]

Fig 6



(a)

état doublet



(b)

état quartet
Modèle équivalent à 3 nucléons
[0 + 3]

Fig 7

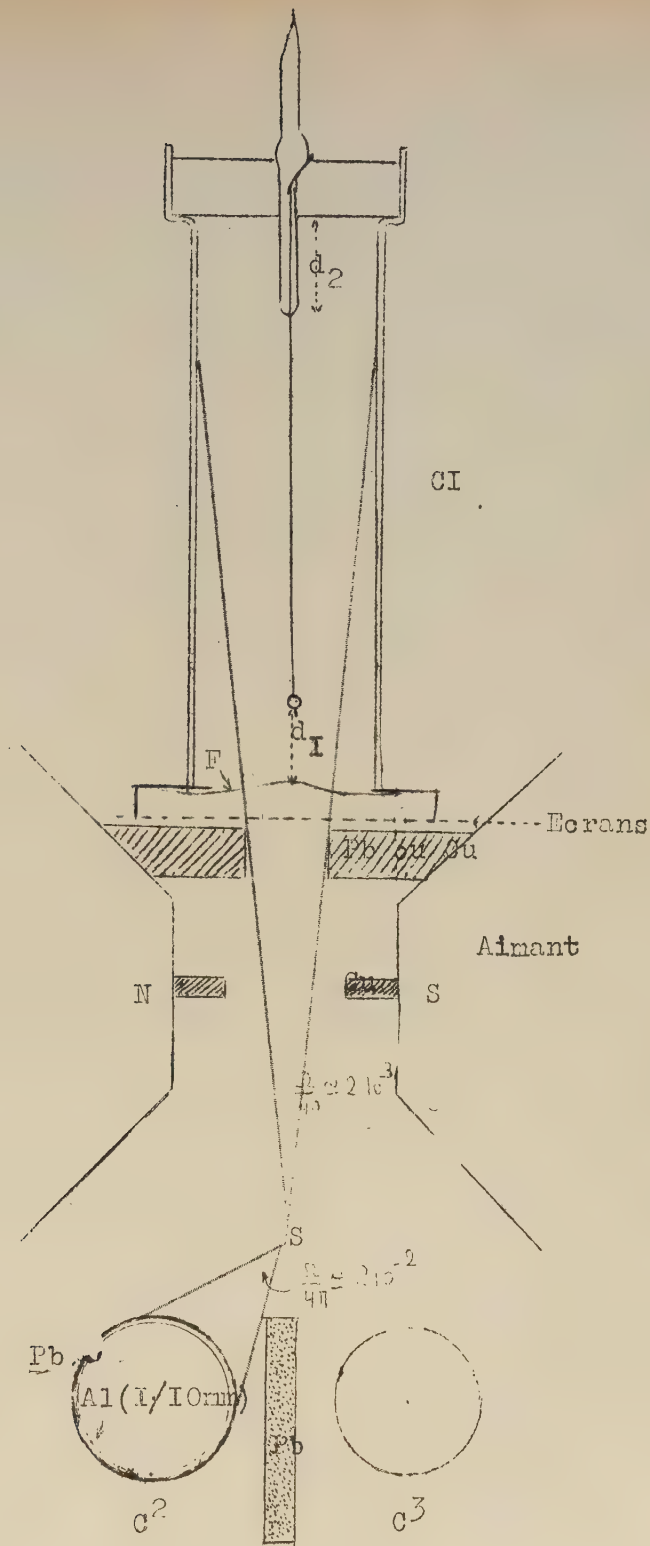


Fig. 8

SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE DANS L'ETUDE DU
⁶¹Cu, ⁶⁴Cu et du ²²Na

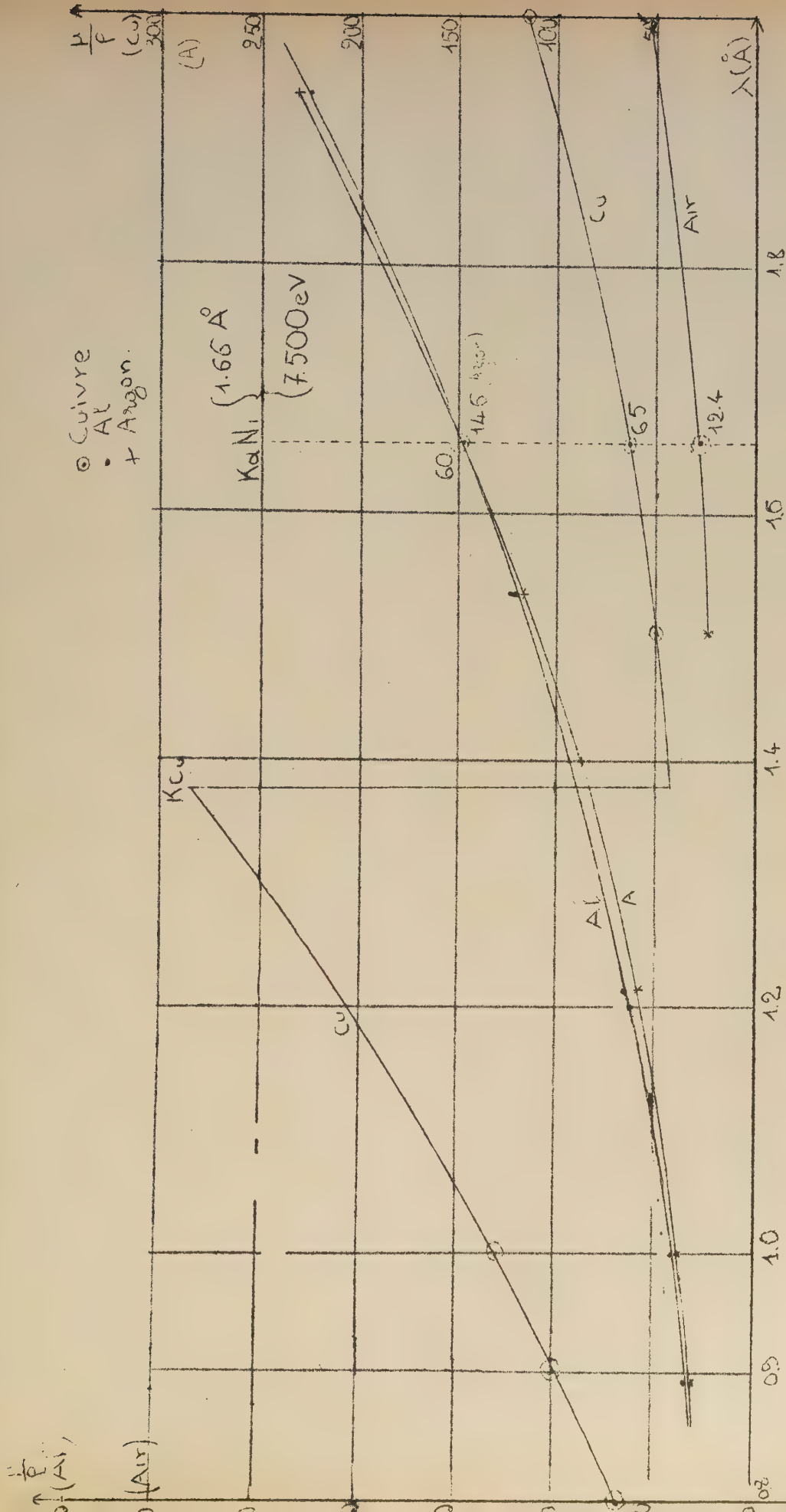


Fig 9

Coefficients d'absorption massique μ/ρ dans Al, Cu, Argon, Air.
 au voisinage de K α Ni

↑ 1 2 3 4 5 6 7 8

↑ 1 2 3 4 5 6 7 8

$$P_{\gamma} \approx \varepsilon_{\gamma} \omega_{\gamma} (\omega_{\gamma} \approx 2 \cdot 10^{-2})$$

Rendement des compteurs à rayons γ

[Al (1/10 mm) + Pb (épaisseur optimum)]

$0,5 < W_{\gamma} < 1,5 \text{ Mev}$

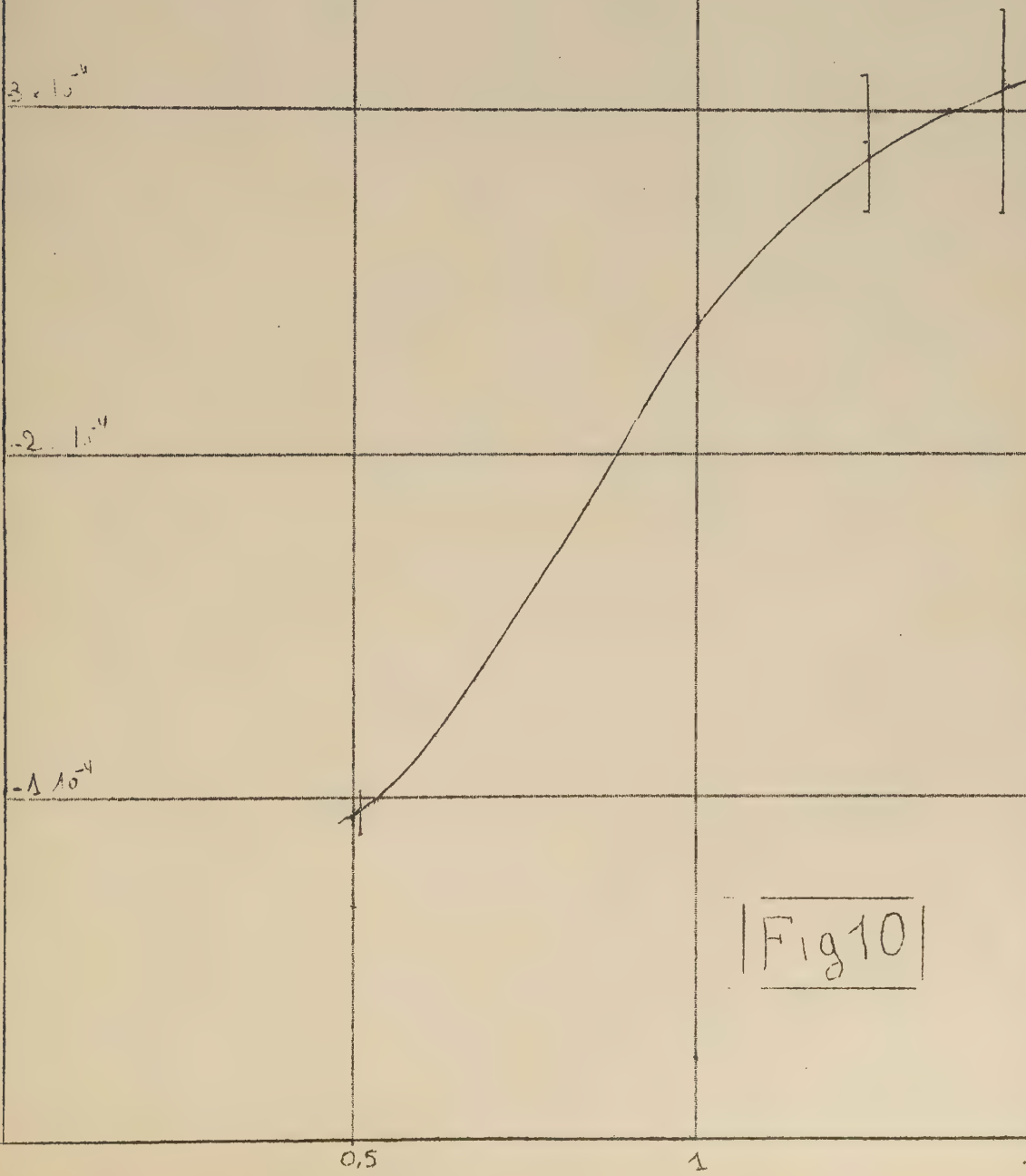
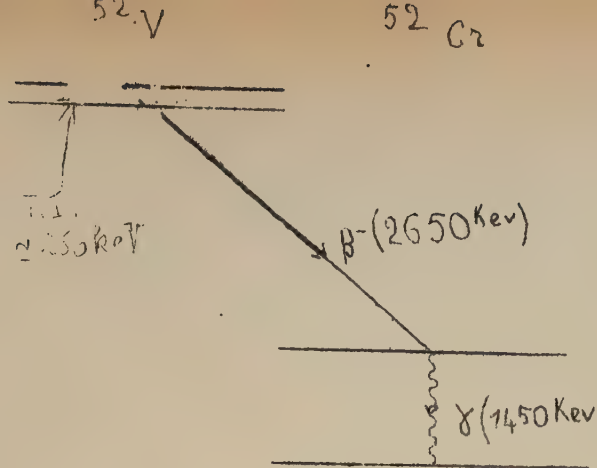


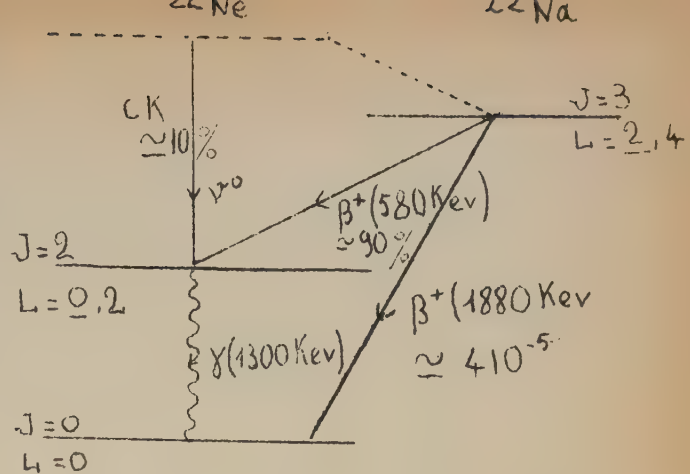
Fig 10

$W_{\gamma} \text{ (Mev)}$



SCHEMA DE DESINTEGRATION DU ^{52}V

Fig 11



SCHEMA DE DESINTEGRATION DU ^{22}Na

Fig 12

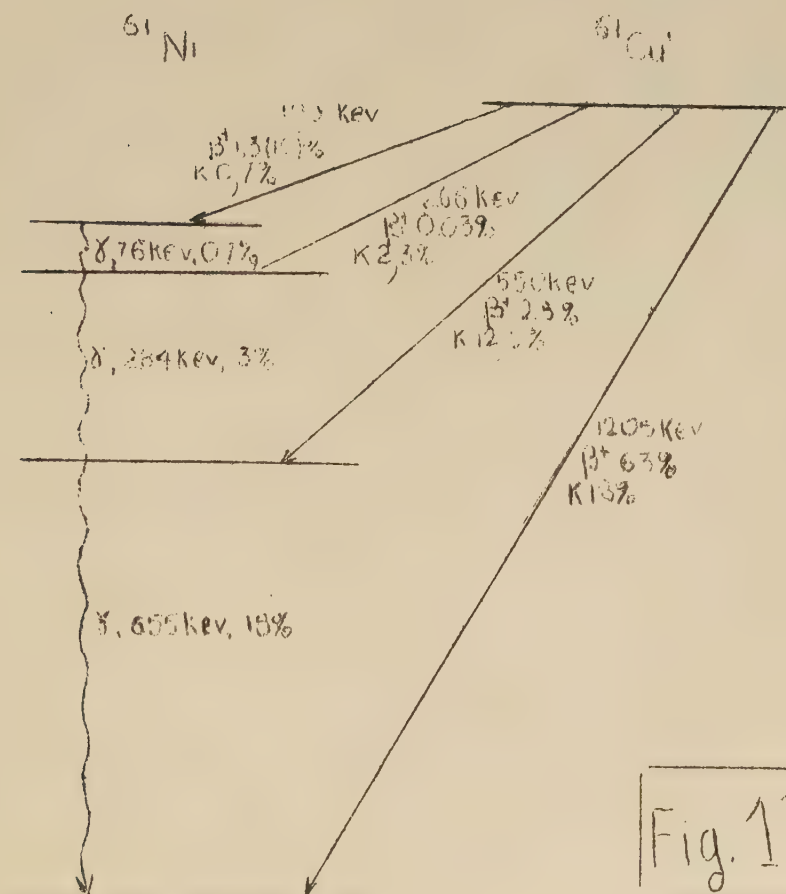


Fig. 13

Schéma de désintégration du ^{60}Cu
 (d'après G.F. OWEN, C.S. COOK, P.H. OWEN [3])

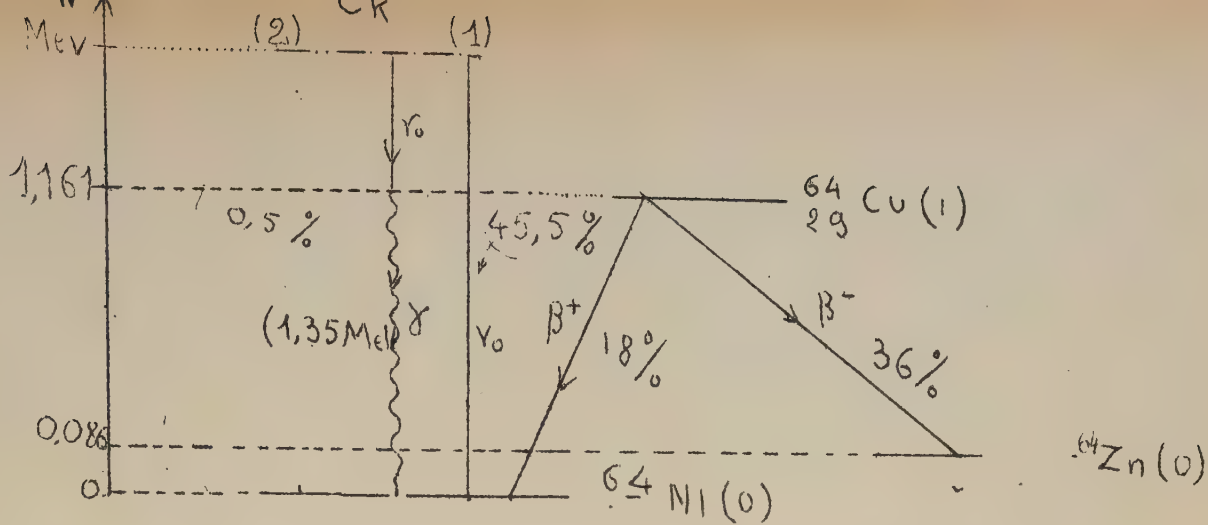


Fig 14

Schema de desintegration
du ^{64}Cu

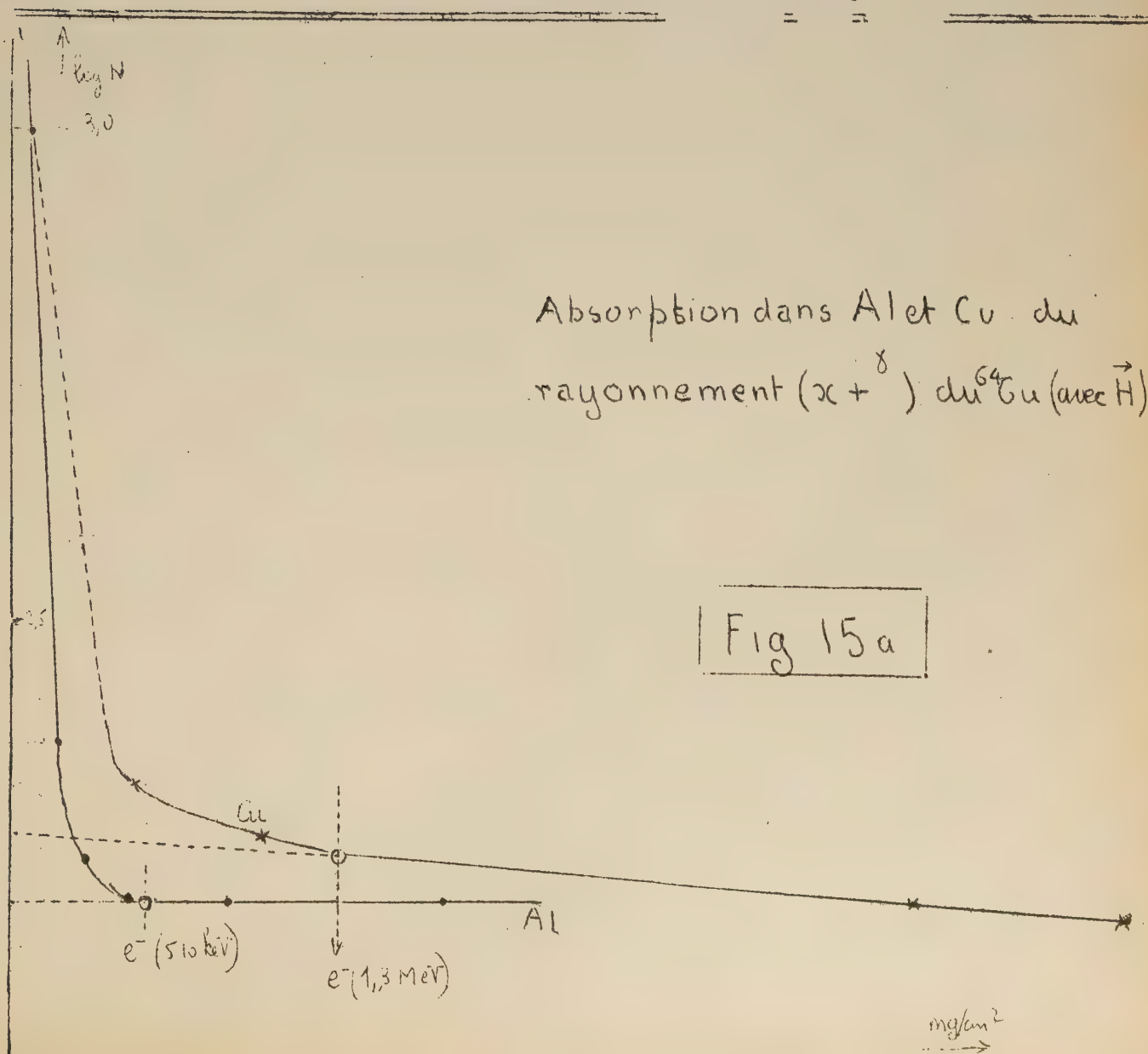


Fig 15a

Absorption dans Al et Cu du
rayonnement ($x + \gamma$) du ^{64}Cu (avec H)

0001

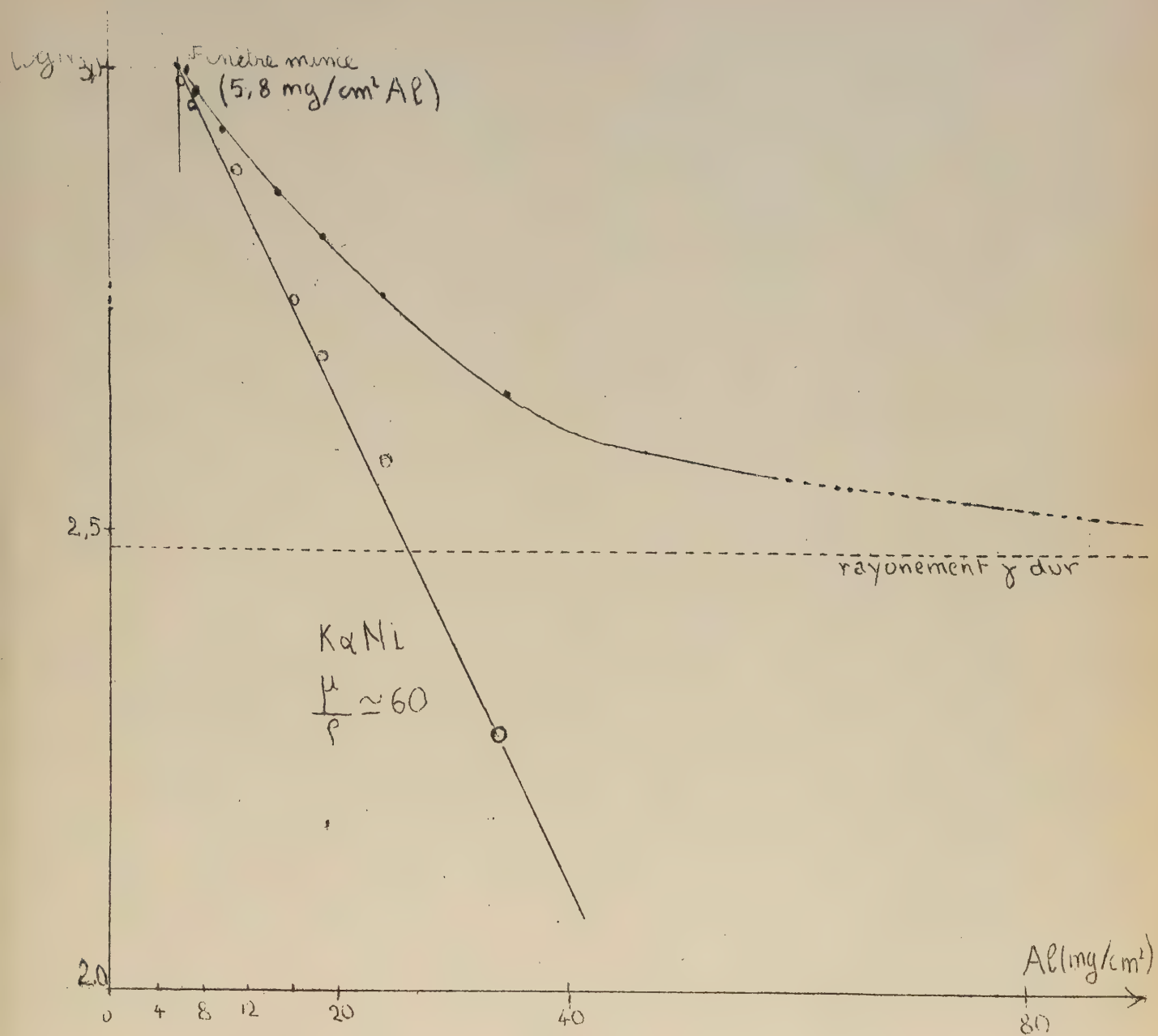
0000

0001

0001

0000

0001



Absorption dans Al. du rayonnement ($\alpha + \gamma$)
du ⁶⁴Cu [début de la courbe (avec $\vec{H}$)]

Fig 15^b

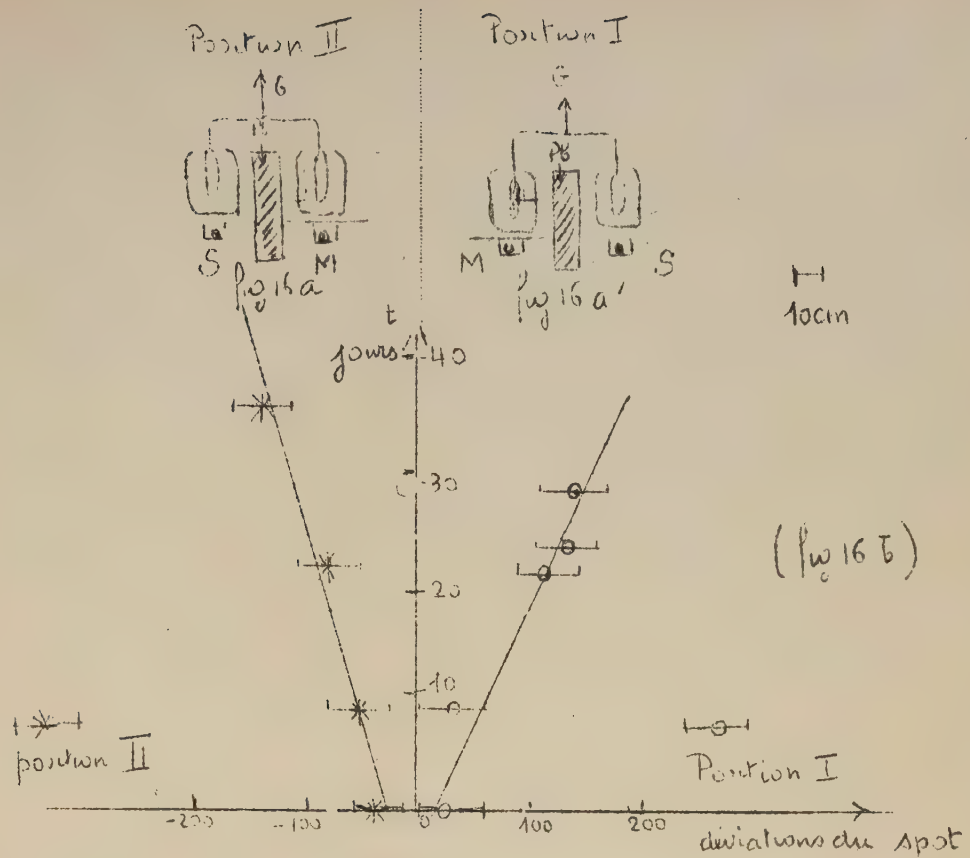


Fig. 16a et 16a' : Schéma du dispositif expérimental (Portions I et II)

Fig 16 b : Courbes représentant, en fonction du temps, les déviations du spot lumineux pour les portions I et II des sources M et S.

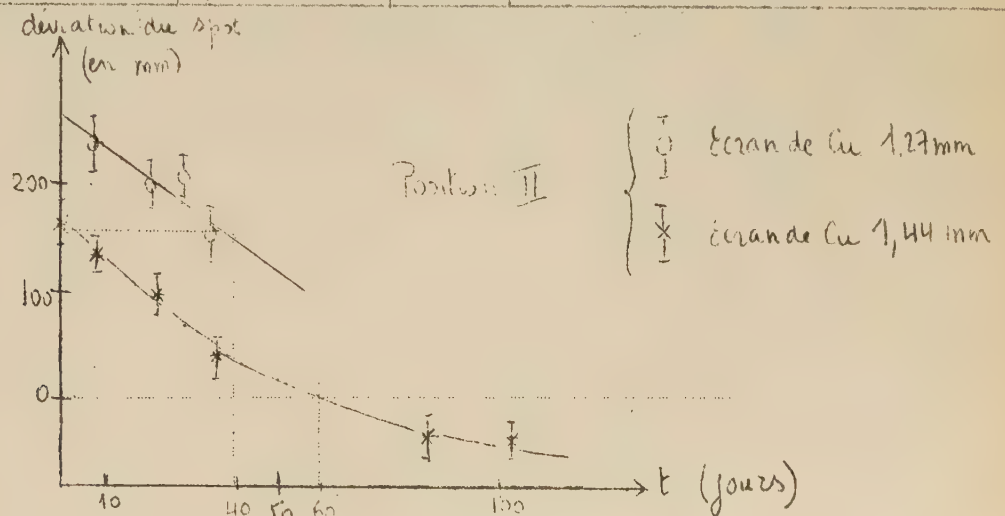


Fig 17 : Déplacement, en fonction du temps, du spot lumineux pour deux épaisseurs d'écrans de Cuivre sur la source M et dans la portion II.

Tableau 1

N	l	notation des couches	parité	nombre d'états dégénéré par m_l	nombre d'états dégénéré par spin et spin isotopique	nombre total d'états
1	0	1s	p	1	4	4
2	1	2p	i	3	12	16
3	0, 2	2s + 3d	p	6	24	40
4	1, 3	3p + 4f	i	10	40	80
5	0, 2, 4	3s + 4d + 5g	p	15	60	140
6	1, 3, 5	4p + 5f + 6h	i	21	84	224
7	0, 2, 4, 6	4s + 5d + 6g + 7i	p	28	112	336

Niveaux d' énergie du puits de potentiel d'un oscillateur harmonique

Tableau II

oscillateur harmonique	1s	2p	3d+2s	4f+3p	5g+4d+3s	6h+5f+4p	7i+6g+...
puits infini							
→ ordres des couches	1s	2p	3d 2s	4f 3p	5g 4d 6h 3s 5f 7i 4p 6g.....		
→ énergie relative des couches	1	2,0	3,4 4,0	4,9 6,1	6,8 8,4 9,0 9,2 11,0 11,2 12,0 14,0.....		

Niveaux d' énergie du puits de potentiel infini

Tableau III

Ordre des couches		1s	2p	3d	2s	4f	3p	5g	4d	6h
Energie relative des couches	Puits non perturbé (fig 6a)	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓
		1	2,0	3,4	4,0	4,9	6,1	6,8	8,4	9,0
	Puits perturbé d'Elsasser (fig 6b)	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓
		1	1,5	2,4	4,0	3,5	5,0	4,8	6,2	6,3
		↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓
		1,4	3,4	4,9	6,8	9,0				

Influence de la répulsion coulombienne entre les protons sur l'énergie relative des couches (cas du puits perturbé d'Elsasser)

NB.

- a) Energie couche 1s (potentiel perturbé) prise comme référence
- b) Energie couche 1s (potentiel non perturbé) prise comme référence

L'énergie des couches à nombre quantique l-maximum (3d, 4f, 5g, 6h...) n'est pas modifiée; l'ordre des couches est modifié de la façon suivante : 1s, 2p, 3d, 4f, 2s, 5g, 3p, 4d, 6h....

Tableau IV

Oscillateur harmonique	Is 2p 3d 2s 4f 3p 5g 4d 3s 6h 5f 4p 7i 6g 5d 4s
Puits rectangulaire de potentiel	Is 2p 3d 2s 4f 3p 5g 4d 6h 3s 5f 7i 4p 6g
Puits rectangulaire	Is 2p 3d 4f 2s 5g 3p 4d 6h 5f 7i
+ effet de répulsion combienne des protons	Is 2p 2s 3d noyaux légers noyaux lourds
Schéma de Nordheim	Is 2p 2s 3d 4f 5g 6h 4d
(influence préponderante des interactions nucléaires)	Is 2p 2s 3d 4f 3p 4d 5g 5f
Schéma de M. G. Meyer (grade influence des couplages spin-orbite)	Is 2p 3d 2s 4f 3p 5g 9/2 5g 7/2 4d 3s 6h 11/2 6h 9/2 5f 4p 7i 13/2

Tableau V

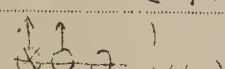
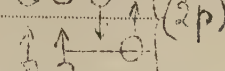
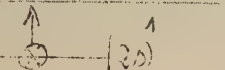
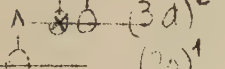
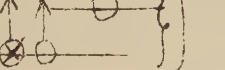
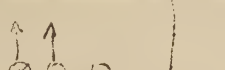
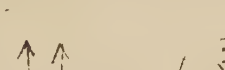
Série	Nuclide	Schéma fraction non saturée	J	L	S	Notation	Unité magnéton nucléaire		Configurations
							μ_c	μ_{np}	
1s	${}^1_0\text{H}$	 $(1s)^1$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$2S_{1/2}$	-	-1,91	-
	${}^1_1\text{H}$	 $(1s)^1$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$2S_{1/2}$	-	+2,79	
2p	${}^9_4\text{Be}$	 $(2p)^1$	$\frac{3}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$2P_{3/2}$	-1,91	-1,18	$2P_{3/2} + 4F_{3/2}$
		 $(2p)^3$		3	$\frac{3}{2}$	$4F_{3/2}$	-0,41		
		 $(2p)^3$					-0,60		
	${}^{13}_6\text{C}$	 $(2p)^1$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$2P_{1/2}$	0,64	0,70	$\approx 2P_{1/2}$
	${}^{15}_7\text{N}$	 $(2p)^1$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$2P_{1/2}$	-0,27	-0,28	$\approx P_{1/2}$
3d	${}^{25}_{12}\text{Mg}$	 $(3d)^1$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{1}{2}$	$2D_{5/2}$	-1,91	-0,96	$2D_{5/2} + 4G_{5/2}$
		 $(3d)^3$					-0,91		
		 $(3d)^3$		4	$\frac{3}{2}$	$4G_{5/2}$	$\begin{cases} -0,83 \\ L_p=2 \\ -0,42 \\ L_p=4 \end{cases}$		
	${}^{33}_{16}\text{S}$	 $(3d)^1$	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{1}{2}$	$2D_{3/2}$	0,57	0,9	$\approx 2D_{3/2}$
		 $(3d)^3$					1,47		
		 $(3d)^3$		0	$\frac{3}{2}$	$4S_{3/2}$	3,67		
4f	${}^{51}_{23}\text{V}$	 $(4f)^1$	$\frac{7}{2}$	3	$\frac{1}{2}$	$2F_{7/2}$	5,79	5,15	$\approx 2F_{7/2}$
		 $(4f)^3$					5,04		
		 $(4f)^3$		5	$\frac{3}{2}$	$4H_{7/2}$	$\begin{cases} 3,6 \\ L_n=2 \\ 2,51 \\ L_n=4 \end{cases}$		

Nuclides du type $\left\{ \begin{bmatrix} 0+1 \\ 0+3 \end{bmatrix} \right\}$: Σ petit

Tableau VI

couche	Nuclide	Schema	L	S	J	Notation Spectrosc.	Observations
1s	${}^2_1\text{D}$	$(1s)^2$	0	I	I	${}^3\text{S}_1$	0,88
		$(2p)^2$	2	I	I	${}^3\text{D}_1$	0,31
2p	${}^6_3\text{Li}$	$(1s)^4 (2p)^2$	0	I	I	${}^3\text{S}_1$	0,88
			2	I	I	${}^3\text{D}_1$	0,31
	${}^{16}_5\text{F}$	$(1s)^4 (2p)^4 (2p)^2$	2	I	3	${}^3\text{D}_3$	1,88
			0	I	I	${}^3\text{S}_1$	0,88
3d	${}^{22}_{11}\text{Na}$	$(1s)^4 (2p)^4 (2p)^4 (3d)^2$	2	I	3	${}^3\text{D}_3$	1,88
			4	I	3	${}^3\text{G}_3$	1,22

TABLEAU VII

Isotopes	Schéma : fraction non saturée	J	L	S	L _p	L _n	Notation	μ _c	μ _{exp}	Configuration		
⁷ Li		$\frac{3}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	1	0	$^2P_{3/2}$	3,79	3,25	$^2P_{3/2} + ^4F_{3/2}$		
								2,29				
								1,42				
¹⁹ F		$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	0	0	$^2S_{1/2}$	2,79	2,63	$\approx ^2S_{1/2}$		
								0,84				
												
²³ Na		$\frac{3}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	1	0	$^2P_{3/2}$	3,79	2,22	$\approx ^2P_{3/2} (L_n=2)$		
								2,29				
												
³¹ P		$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	2	2	$^2S_{1/2}$	2,79	1,13	$^4D_{1/2} (L_n=0,2)$		
								1,34				
								0,24				
⁵⁵ Mn		$\frac{5}{2}$	2	$\frac{1}{2}$	4	4	$^2D_{5/2}$	6,02	3,0	$^2D_{5/2} + ^4G_{5/2}$		
								3,79				
								1,73				
⁶³ Cu		$\frac{3}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	3	2	$^2P_{3/2}$	4,79	2,22	$^2P_{3/2}$		
								1,29				
												

Nuclides du type $[0 + 1]$ et $[0 + 3]$; Z petit.

Nota. - 1) Ce tableau VII est la suite du Tableau V : les nuclides A impair appartiennent en fait aux deux types $[0 + 1]$ et $[0 + 3]$.

2) On a encadré les valeurs calculées à partir de l'hypothèse de Schmidt.

Tableau VIII

	j_1	$\Delta J = 0, 1$	$\Delta J = 2$	$\Delta J = n$
Capture K	$\frac{1}{2}$			
Capture L_I	$\frac{1}{2}$	$j_2 + \frac{1}{2} = 1, 2, \dots$	$j_2 + \frac{1}{2} = 2, 3, \dots$	$j_2 + \frac{1}{2} = n, n+1, \dots$
Capture L_{II}	$\frac{1}{2}$			
Capture L_{III}	$\frac{3}{2}$	$j_2 + \frac{3}{2} = 2, 3, \dots$	$j_2 + \frac{3}{2} = 2, 3, \dots$	$j_2 + \frac{3}{2} = n, n+1, \dots$

Tableau IX

	Valeurs de $j_1 + j_2$	Valeurs de m_1, m_2	Transition correspondant à la probabilité principale
Emission β	$\Delta J = n$ $j_1 + j_2 = n$	$m_1 + m_2 = n$	$(J, L, M = J) \rightarrow (J', L', M' = J')$
	$\Delta J = 0$ $j_1 + j_2 = 1$	$m_1 + m_2 = 0$ $m_1 + m_2 = 1$	$(J, L, M = J) \rightarrow (J', L', M' = J')$
Capturé K, L_I ou L_{II} $j_1 = \frac{1}{2}$	$\Delta J = n$ $j_1 + j_2 = n$ $j_1 + j_2 = n+1$	$m_1 = -\frac{1}{2}$ $m_2 = n - \frac{1}{2}$ $m_1 = +\frac{1}{2}$ $m_2 = n + \frac{1}{2}$	$m_2 - m_1 = n$ $(J, L, M = J) \rightarrow (J', L', M' = J')$
	$\Delta J = 0$ $j_1 + j_2 = 1$	$m_1 = +\frac{1}{2}$ $m_2 = -\frac{1}{2}$ $m_1 = -\frac{1}{2}$ $m_2 = \frac{1}{2}$	$m_2 - m_1 = 0$ $m_2 - m_1 = 1$ $(J, L, M = J) \rightarrow (J', L', M' = J')$

Valeurs des nombres quantiques j_1, j_2, m_1, m_2 caractérisant les termes principaux de la probabilité de la transition $(JL) \rightarrow (J'L')$

Tableau X

Ω	$\mathcal{D}(\Omega)$	Forme de la partie angulaire y_e ^(des termes leptons)
$1, \beta;$ $\vec{\sigma}, \beta \vec{\sigma}$	$\mathcal{D}_0$	$Y_{\Delta L}, Y_{\Delta L+2}, \dots, Y_{L+L'}$
$\vec{\alpha}, \beta \vec{\alpha}$	$\mathcal{D}_1$	$Y_{\Delta L-1}, Y_{\Delta L+1}, \dots, Y_{L+L'+1}$

Parité de la partie angulaire y_e de l'élément de matrice

$$\text{des leptons : } \sum_e a_e Y_{00} Y_e F_e(R)$$

Ω	ΔJ	types de ψ et φ	Forme de ψ et φ (Tous les ψ et φ sont de la forme $\psi = \sum_{j_1, j_2} \psi_{j_1, j_2}$)	Forme de la partie principale de $\psi \Omega^* \psi$	Relation entre ΔJ et ΔL pour déterminer ΔL
$1, \beta$	ΔJ pair	mêmes types		$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L$
	ΔJ impair	Types différents		$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L = 0$
	$\Delta J = 0$			$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L = 0$
$1, \beta$	ΔJ pair	mêmes types		$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L$
	ΔJ impair	types différents		$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L + 1$
	$\Delta J = 0$			$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L = 0$
$1, \beta$	ΔJ pair	mêmes types		$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L$
	ΔJ impair	Types différents		$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L - 1$
	$\Delta J = 0$			$\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2} \psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$	$\Delta J = \Delta L - 1$

Partie principale de l'élément de matrice des leptons $\psi \Omega^* \psi$

Cas de l'Emission $\beta, \Delta L$ pair (l_1 & l_2 ont parité différentes)

cette partie radiale produit une grande composante $\psi_{j_1, j_2}^{m_1+m_2}$ par une petite composante $\psi_{j_1, j_2}^{m_1-m_2}$, mais le terme symétrique pour simplifier n'est pas écrit

Tableau XII

Ω	Parité de ΔJ	types de Ψ et φ	Forme de γ_ℓ (Tableau XI)	Forme de la partie principale de $\Psi^* \Omega \varphi$	Résumé ΔJ et ΔL pour la série
1, 3	ΔJ pair	types différents		$\gamma_{m_2-m_1} \gamma_{j_1-\frac{1}{2}} \gamma_{j_2-\frac{3}{2}}^B$	$\Delta J = \Delta$
	ΔJ impair $\Delta J = 0$	mêmes types		$\gamma_{j_1+j_2} \gamma_{j_1-\frac{1}{2}} \gamma_{j_2-\frac{3}{2}}^B$	—
$\vec{0}, \vec{2}, \vec{4}$	ΔJ pair	types différents	$\gamma_{\Delta L} \gamma_{\Delta L+2}, \dots$	$\gamma_{j_1+j_2} \gamma_{j_1-\frac{1}{2}} \gamma_{j_2-\frac{3}{2}}^B$	$\Delta J = \Delta L$
	ΔJ impair $\Delta J = 0$	mêmes types	$\dots \gamma_{L+L}$	$\gamma_{j_1+j_2} \gamma_{j_1-\frac{1}{2}} \gamma_{j_2-\frac{3}{2}}^B$	$\Delta J = \Delta L$
$\vec{2}, \vec{4}, \vec{6}$	ΔJ pair	types différents		$\gamma_{m_2-m_1-1} \gamma_{j_1-\frac{1}{2}} \gamma_{j_2-\frac{3}{2}}^B$	$\Delta J = \Delta$
	ΔJ impair $\Delta J = 0$	mêmes types		$\gamma_{j_1+j_2} \gamma_{j_1-\frac{1}{2}} \gamma_{j_2-\frac{3}{2}}^B$	$\Delta J = \Delta L$

Partie principale de l'élément de matrice des leptons $\Psi^* j_1 m_1 \Omega \varphi j_2 m_2$
 Cas de la capture d'électrons, ΔL pair (l_1 & l_2 ont même parité)

N.B. + même remarque concernant l'écriture de la partie radiale, cf. tableau XI

$\neq \gamma_{\ell} \equiv \alpha(\ell=0)$; capture d'un électron s (K ou L_I)

Tableau XIII

MATIERE	$\frac{\mu}{\rho}$ 1,66 $\text{\AA}^0$ 7,5 kev	$\frac{\mu}{\rho}$ 1,5 $\text{\AA}^0$ 8,25 kev
ALUMINIUM	60	46
AIR	12,4	9
ARGON	146	114
XENON	360	275
CUIVRE	65	50

Coefficients d'absorption massique

Tableau XIV

	AIR		Al		Argon		Xénon	
	$\frac{\mu}{\rho}$	a	$\frac{\mu}{\rho}$	a	$\frac{\mu}{\rho}$	a	$\frac{\mu}{\rho}$	a
$K_{\alpha} \text{ Ni}$	12,4	$8,9 \cdot 10^{-2}$	60	0,295	146	$4,5 \cdot 10^{-2}$	360	0,385
$K_{\beta} \text{ Ni}$	9,0	$7,2 \cdot 10^{-2}$	46	0,234	114	$3,6 \cdot 10^{-2}$	275	0,302

Absorption globale "a" du rayonnement K Ni entre la source et la zone efficace du compteur C1

1870

1871

1872

1873

1874

1875

1876

1877

1878

Tableau XV

Compteurs	$(\mu/\rho) K_{\alpha}$	$(\mu/\rho) K_{\beta}$	$\rho_{15^{\circ}C}$	ε_K^{α}	ε_K^{β}
Argon I (7,5 cm Hg)	146	114	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0,106	0,084
Argon II (15,65 cm)	"	"	$3,15 \cdot 10^{-4}$	0,209	0,168
Argon III (60 ")	"	"	$12 \cdot 10^{-4}$	0,59	0,503
Xénon (18,5 ")	360	275	$13,2 \cdot 10^{-4}$	0,905	0,835

Efficacité des compteurs pour les rayons K Ni

Tableau XVII

	Chambre d'ionisation		Compteur	N- / N+
	courant mesuré (en μ es)	Nombre de positions	N ₋ + N ₊	
Exp 1	$6,80 \cdot 10^{-4}$	$(3,45 \pm 0,2) 10^6$	$(1,0 \pm 0,05) 10^7$	$1,9 \pm 0,2$
Exp 2	$1,01 \cdot 10^{-3}$	$(7,9 \pm 0,4) 10^6$	$(2,5 \pm 0,1) 10^7$	$2,15 \pm 0,2$

Détermination de N- / N+ pour le ^{64}Cu

Tableau XVI

Nuclide	RaE	^{61}Cu	^{64}Cu	^{22}Na
a_{Al}	11 %	14 %	14 %	23 %

Absorption dans la fenêtre d'Al ($\approx 5\text{mg/cm}^2$) du rayonnementélectronique Total du RaE ^{61}Cu , ^{64}Cu , et ^{22}Na

Tableau XVIII

Compteurs	Sans $\vec{H}$	Avec $\vec{H}$	N_0	P_k / P_+
Exp 1 Argon (A II)	32.000 ± 400	$\overbrace{1.600 \pm 25}^{n_k + n_A}$	30.400 ± 400	$0,45 \pm 0,06$
Exp 2 Argon (A II)	15.000 ± 300	700 ± 10	14.800 ± 300	$0,40 \pm 0,06$
Xénon	17.000	1.850	—	

Résumé des résultats obtenus avec ^{61}Cu

Tableau XIX

Exp	d(cm)	$\omega_e \xi_e$	N_x	N
1	6	$6,510^{-4}$	$(4,6 \pm 0,4) 10^5 / \text{min}$	$(6,5 \pm 0,6) 10^5 / \text{min}$
2	6	$1,510^{-3}$	$5,0 \pm 0,5$ "	$6,0 \pm 0,5$ "
3	6	$2,110^{-3}$	$5,4 \pm 0,5$ "	$6,0 \pm 0,4$ "
4	6	"	$4,9 \pm 0,5$ "	"
5	3	11.10^{-3}	$5,5 \pm 0,3$ "	$6,1 \pm 0,3$ "

Résumé des résultats obtenus avec ^{22}Na

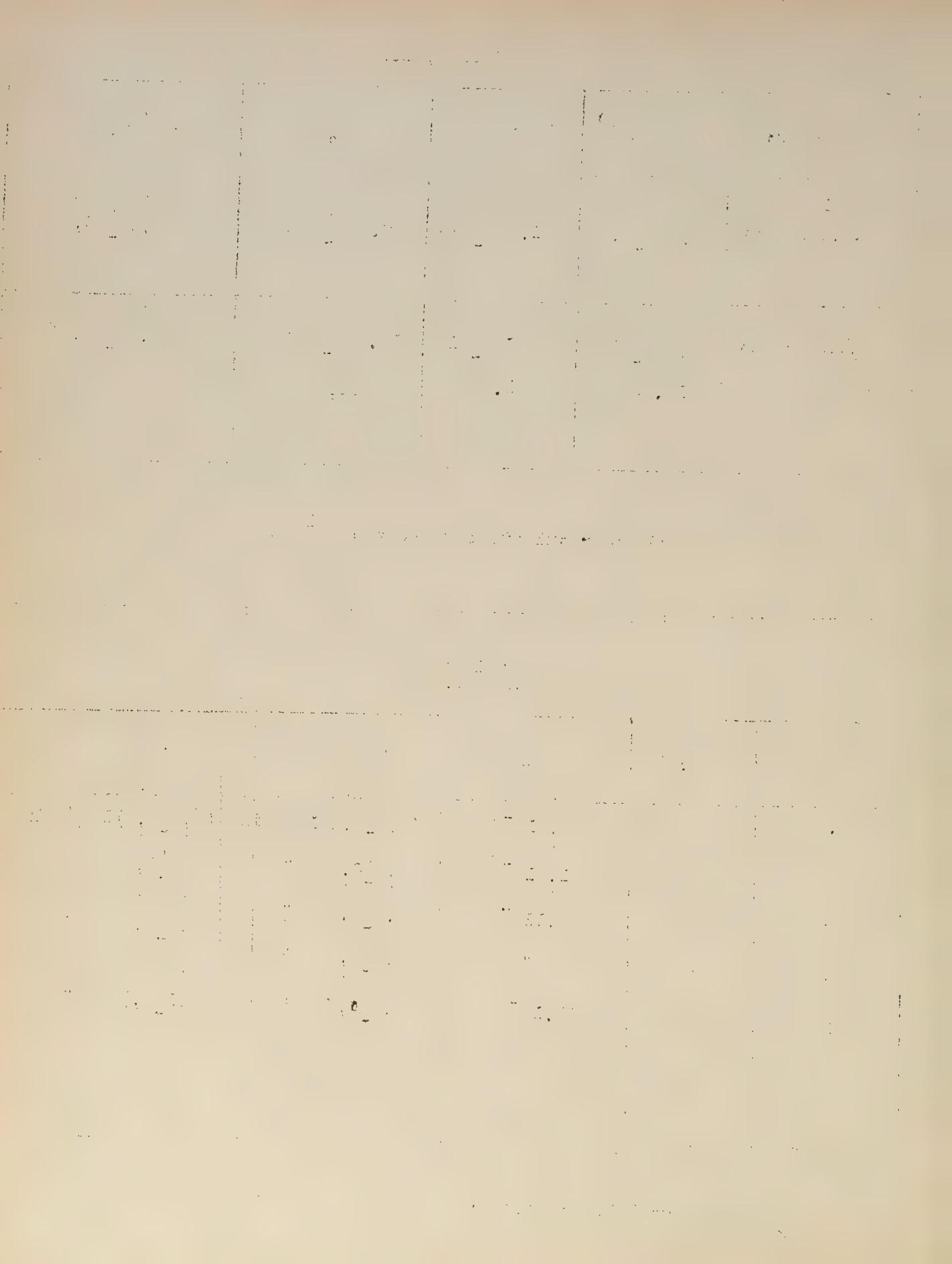


Tableau XX

Types de transition	Ω	$T_0/ M_i ^2 \cdot M_A ^2 M_A ^2 \approx$	$P_K/g^2 \cdot M_i ^2 M_A ^2$	P_K/P_+
$\Delta J=1, \Delta L=0$	$\beta \vec{\sigma}$	$gT \approx 2,7 \cdot 10^7$	$g^2 g_K^2$	$\approx 9 \cdot 10^{-2}$
$\Delta J=1, \Delta L=1$	$\beta \vec{\sigma}$	$gT \cdot \frac{1-\delta_0}{2} \approx 35 \cdot 10^{-3}$	$g^2 g_K^2 \approx g^2 g_K^2 \frac{1-\delta_0}{2}$	$\approx 9 \cdot 10^{-2}$
	$\beta \vec{\alpha}$	$gT \cdot \epsilon_0^2 R^2 \lambda^2 \approx 15 \cdot 10^3 \lambda^2$	$g^2 g_K^2 \epsilon_0^2 R^2 \lambda^2$	$\approx 9 \cdot 10^{-2}$
$\Delta J=1, \Delta L=2$	$\beta \vec{\alpha}$	$\approx gT \cdot \frac{1-\delta_0}{2} \cdot \epsilon_0^2 R^2 \lambda^2 \approx 25 \cdot \lambda^2$	$g^2 \left(g_K - \frac{1R}{3} g_K \right)^2 \lambda^2$	$\approx 5 \cdot 10^{-2}$
$\Delta J=2, \Delta L=2$	$\beta \vec{\sigma} + \beta \vec{\alpha}$	$\approx 0,3 \lambda^2 + 0,5$	—	—

Etude de la transition $^{22}\text{Na } \beta^+ \rightarrow ^{22}\text{Ne}^*$

BIBLIOGRAPHIE

- [AI] - L.W. Alvarez - Phys.Rev. 1937.52.134 - 1938.54.486.
- [A2] - J.S. Allen - Phys.Rev. 1942.61.692.

- [BI] - H.A. Bethe, R.F. Bacher - Rev.Mod.Phys. 1936.8.82 - surtout p.126 et suivantes.
- [B2] - R. Bouchez, G.A. Renard - J.Phys.Rad. 1947.10.289.
- [B3] - H.A. Bethe, R.F. Bacher - Rev.Mod.Phys. 1936.8.171.
- [B4] - J.H. Bartlett. - Nature. 1932.130.165.
- [B5] - L. de Broglie. De la mécanique ondulatoire à la théorie du noyau. Paris 1945. Tome 2.
- [B6] - H.A. Bethe - Hand. der Physik. Band 24/I. Berlin 1933. p.301-324.
- [B7] - R. Bouchez - C.R. Paris 1950. 230.2440.
- [B8] - R. Bouchez et R. Nataf - J.Phys.Radium. 1950 (sous presse).
- [B9] - H. Bradt, P.C. Gugelot, O.Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer - Helv.Phys.Acta. 1945. 18.351 et 252.
- [BI0] - R. Bouchez, S.R. de Groot, R. Nataf, H.A. Tolhoek - J. Phys. Radium. 1950. 3.105.
- [BI1] - W. Bothe - Z.F. physik. 1944. 123. N°1.2.
- [BI2] - H.A. Bethe - Handbuch der Physik Band 24/I p.301-324. Berlin 1933.
- [BI3] - E. Bauer - Annales de l'Institut Henri Poincaré. 1933. Vol. IV. Fasc.I (en particulier voir p.94 et 109).
- [BI4] - R. Bouchez, G. Kayas - J.Phys.Rad. 1949. 10.110.
- [BI5] - P. Benoist. C.R. Paris 1949. 228. p.309.
- [BI6] - R. Bouchez, P. et R. Daudel, R. Muxart, A. Rogozinski - J.Phys. Radium 1949. X.201.
- [BI7] - R. Bouchez, P. et R. Daudel, R. Muxart - J. Phys. Radium 1947. II.336.

- [CI] - C.S. Cook, L.M. Langer, H.C. Price. Phys.Rev. 1948.74.548.
- [C2] - R. Cohen - J.Phys.Rad. 1948. 9.256.
- [C3] - G.L. Owen, C.S. Cook, P.H. Owen - Phys.Rev.1950 (sous presse)
- [C4] - R. Chastel - C.R. 1949. 228.1803.

- [C5] - A.H. Compton et S.K. Allison - X-rays in theory and experiment. New-York 1947.
- [C6] - C.S. Cook et L.M. Langer - Phys. Rev. 1948. 73.601.
- [C7] - C.S. Cook, CHIA-HUA CHANG Phys.Rev. 1950. 78. 171.
- [C8] - C.S. Cook, L.M. Langer - Phys. Rev. 1948. 74.124 IA.
- [C9] - M. Curie - Ann. de Physique 1924. 22.205.

- [DI] - M. Deutsch - Phys.Rev. 1947. 72.729.
- [D2] - M. Deutsch, L.G. Elliott - Phys.Rev. 1944. 65.211.
- [D3] - A. Dauvillier - Bull.Astronomique Paris 1937. 10.123.
- [D4] - L. David Jr - Phys.Rev. 1940. 76.1193.
- [D5] - R. Daudel, P. Benoist, R. Jacques, M.Jean - C.R. Paris 19224 - 1427.
- [D6] - R. Daudel - La Revue Scientifique - Paris 1947. 85.162.

- [EI] - W. Elsasser - J.Phys.Radium. 1934. 12.635 ; 8,389. 1933.
- [E2] - A.G. Engelkemeir, W.H. Hamill, M.G. Inghram et Libby - Phys. Rev. 1949. 75.1825.

- [FI] - E. Fermi - Z.F.Physik. 1934. 88.161.
- [F2] - E. Feenberg et K.C. Hammack - Phys.Rev. 1949. 75.1877.
- [F3] - L. Feldmann, C.S. Wu - Phys.Rev. 1949. 75.1286.
- [F4] - H.W. Fulbright, J.C.D. Milton - Phys.Rev. 1949. 76-1279 (1)

- [GI] - G. Gamow - Nature 1933. 131.433.
- [G2] - G. Gamow - Nature 1948. 162.680.
- [G3] - Guggenheimer - J.Phys.Radium 1934. 5.253.
- [G4] - W.M. Good, D. Peaslee, M. Deutsch - Phys.Rev. 1946. 69.313.
- [G5] - S.R. de Groot, H.A. Tolhoek - C.R. Paris 1949 - 228. 1794
Physica - 1949 - XV. 10.833.
- [G6] - E. Greuling - Phys.Rev. 1942. 61.568.
- [G7] - W. Gordy, H. Ring, A.B. Burg - Phys.Rev. 1948. 74.1191.

- [HI] - Heisenberg - Z.F. Physik. 1932. 77.1.
- [H2] - Heitler - The quantum theory of radiation. Oxford. U.P. 1944. p. 87 et seq.
- [H3] - G.C. Hanna et B. Pontecorvo - Phys.Rev. 1949. 75.983.

- [H4] - Holmes - Proc.Phys.Soc. Londons 1949. 62.293.
- [H5] - G.V.Hevesy, H. Lay - Nature - 1934. 134.98.
- [H6] - E.L. Hill, R. Landshoff - Rev.Mod.Phys. 1938. 10.87.
- [H7] - W.D. Harkins - J.Frank.Inst. 1923. 194. 9645.
- [H8] - O. Huber, R. Rüetschi, P.Scherrer. Helv.Phys.Acta. 1949. 22.375.
- [H9] - D.R. Hartree - Reports on Progress in Physics. XI. 1946-47

- [J1] - P. Jensen - Proc.Phys.Soc. 1948. 61.579.
- [J2] - Jenks - Phys.Rev. 1949. 75.701.
- [J3] - F.A. Jenkins - Phys.Rev. 1948. 73.639.
- [J4] - Jacobsen - Nature - 1937. 139.879.

- [K1] - E.J. Konopinski - Rev.Mod.Phys. 1943. 15. 209.
- [K2] - P. Kusch, S. Mellmann, I.I. Rabi - Phys.Rev. 1939. 55.II76
- [K3] - E.J. Konopinski, G.E. Uhlenbeck - Phys.Rev. 1941. 60.308.

- [L1] - W. Low, C.H. Townes - Phys.Rev. 1949. 75.529.
- [L2] - L.J. Laslett - Phys.Rev. 1949. 76.858.
- [L3] - L.J. Laslett - Phys.Rev. 1937. 52.529.
- [L4] - G.L. Locker - Phys.Rev. 1932. 40.484.
- [L5] - L.M. Langer, M.C. Price Jr - Phys.Rev. 76-641.
- [L6] - T. Lauritsen, W.A. Fowler, C.C. Lauritsen V.K. Rasmussen
Phys.Rev. 1948. 73.636.
- [L7] - R.F. Leininger, E. Segré, C. Wiegand - Phys.Rev. 1949. 76. 3

- [M1] - C. Möller - Physik. Z. Sowjett Union. 1937. II.9. Phys. R.
1937. 51.84.
- [M2] - R.E. Marshak - Phys.Rev. 1942. 61.431.
- [M3] - H. Margenau - Phys.Rev. 1934. 46.613.
- [M4] - M.G.Mayer - Phys.Rev. 1949. 75.1969.
- [M5] - M.G. Mayer - Phys.Rev. 1949. 74.235.
- [M6] - Maier Leibniz - Z.F. Physik. 1944. 122.233.
- [M7] - K.H. Morganstern, K.P. Wolf - Phys.Rev. 1949. 76.1261.
- [M8] - L.H. Martin - Proc.Roy.Soc. London. M 27. A 113.420.

- [N1] - L.W. Nordheim - Phys. Rev. 1949. 75. 1894.
- [N2] - R. Nataf - C.R. Paris 1950.. 230.532.
- [N3] - J.M. Nuttall, E.J. Williams - Phil. Mag. 1926. 2. 1109.
- [N4] - F. Norling - Arkiv.f. Mat. Ast.o fysik 1941. 27 A N°27.

- [P2] - B. Pontecorvo, D.H.W. Kirkwood, G.C. Hanna - Phys. Rev. 1949
75. 982.
- Kirkwood, Pontecorvo, Hanna - Phys. Rev. 1948. 74. 497.
- [P3] - V. Perez-Mendez, H. Brown - Phys. Rev. 1950. 77. 404.

- [R1] - L. Rosenfeld - Nuclear forces - Interscience 1948 (dans la
suite, on désignera ce livre par N.F.).
- [R2] - M.E. Rose - Phys. Rev. 1937. 51. 484.
- [R3] - J.M. Robson - Bulletin Am. Phys. Soc. 1949. 7. 15.
- [R4] - A. Rogozinski, A. Voisin - C.R. Paris 1947. 225. 409.
- [R5] - G.A. Renard - Thèse Paris 1949.
- [R6] - A. Rogozinski - C.R. Paris 1939 - 208. 427.
- [R7] - A. Rogozinski, M. Lesage - C.R. Paris 1948, 226? 1131.

- [S1] - P. Savel - Cah. Phys. 1942. 39. 85.
- [S2] - G.J. Sizoo - Physica 1937. IV. 486.
- [S3] - J. Schwinger - Phys. Rev. 1941. 60. 164.
- [S4] - L.I. Schiff - "Quantum Mechanics" 1949. Mc Graw Hill - New
York. p. 316.
- [S5] - Slack - Phys. Rev. 1949. 75. 1448.
- [S6] - R. Sherr, H.R. Muether, H.G. White - Phys. Rev. 1949. 75. 282.
- [S7] - M. Siegbahn - La spectroscopie des Rayons X - EBSALA 1931.
- [S8] - D.T. Stevenson, M. Deutsch - Bulletin Am. Phys. Soc. 1950. 25
N° 2 9.
- [S9] - E. Segré, Phys. Rev. 1947. 71. 274.
- [S10] - E. Segré, C.E. Wiegand - Phys. Rev. 1949. 75. 39.
- [S11] - Slater - Phys. Rev. 1930. 36. 57.

- [T1] - Tsien San-Tsiang, C. Marty, B. Dreyfus - J. Phys. Rad. 1947. 9. 269.
- [W1] - H. Weltin - Phys. Rev. 1943. 64. 128.
- [Y1] - H. Yukawa, S. Sakata - Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 1935. 17. 467
- [Y2] - H. Yukawa, S. Sakata - Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 1936. 18. 128

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Moments magnétiques nucléaires et le modèle
" quasi-atomique "

-:-:-:-:-

Vu et approuvé :

Paris, le 10 Juin 1950.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET.

Vu
et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris

Jean SARRAILH.

